



HAL
open science

Développement et exploitation scientifique d'un nouvel instrument interférométrique visible en optique guidée

Marc-Antoine Martinod

► **To cite this version:**

Marc-Antoine Martinod. Développement et exploitation scientifique d'un nouvel instrument interférométrique visible en optique guidée. Astrophysique [astro-ph]. COMUE Université Côte d'Azur (2015 - 2019), 2018. Français. NNT: 2018AZUR4215 . tel-02023685

HAL Id: tel-02023685

<https://theses.hal.science/tel-02023685>

Submitted on 18 Feb 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE DE DOCTORAT

Développement et exploitation scientifique d'un nouvel instrument interférométrique visible en optique guidée

Marc-Antoine MARTINOD

Laboratoire J.-L. Lagrange (UMR 7293)

Présentée en vue de l'obtention du grade de docteur en
Sciences de la planète et de l'Univers
de l'Université Côte d'Azur

Dirigée par : Denis MOURARD, Karine PERRAUT

Co-encadrée par : Philippe BERIO

Soutenue le : 14 décembre 2018

Devant le jury composé de :

M.	Philippe BERIO	Ingénieur de recherche
M.	Vincent COUDÉ DU FORESTO	Astronome
M.	Jean-Luc GACH	Ingénieur de recherche
M.	Patrice MARTINEZ	Maître de conférence
M.	Denis MOURARD	Astronome
M.	Marc OLLIVIER	Astronome
Mme.	Karine PERRAUT	Astronome
M.	François REYNAUD	Professeur des Universités

Développement et exploitation scientifique d'un nouvel instrument interférométrique visible en optique guidée

Jury :

Président du jury :

Marc OLLIVIER, Astronome, IAS/Université Paris-Sud

Rapporteurs :

Vincent Coudé du FORESTO, Astronome, Observatoire de Paris

François REYNAUD, Professeur des Universités, XLIM

Examineurs :

Jean-Luc GACH, Ingénieur de recherche, LAM Marseille

Patrice MARTINEZ, Maître de conférence, UCA/OCA/Lagrange

Directeur de thèse :

Denis Mourard, Astronome, Observatoire de la Côte d'Azur

Co-directrice de thèse :

Karine Perraut, Astronome, IPAG

Invités :

Philippe BERIO, Ingénieur de recherche, OCA/Lagrange

« On peut construire une montagne en rassemblant des grains de poussière. »

Proverbe coréen

A mon grand-père

Développement et exploitation scientifique d'un nouvel instrument interférométrique visible en optique guidée

Résumé :

L'interférométrie visible longue base est une technique d'observation en astronomie permettant de sonder les objets avec une résolution spatiale qu'il est impossible d'atteindre avec un télescope seul. La mise en œuvre au sol de cette méthode est limitée en sensibilité et précision de mesure à cause de la turbulence atmosphérique. Or les nouveaux besoins scientifiques, tels que la détermination des paramètres fondamentaux, l'étude de l'environnement proche ou de la surface des étoiles, requièrent la capacité d'observer des objets de moins en moins brillants et de faire des mesures de plus en plus précises, en interférométrie visible. Pour s'affranchir de la turbulence, l'interférométrie multimode a été développée en reprenant le concept de l'interférométrie des tavelures utilisée sur un seul télescope. Aujourd'hui, pour améliorer davantage les performances des futurs instruments, cette instrumentation évolue vers l'utilisation de la nouvelle génération de détecteur, l'*Electron Multiplying Charge-Coupled Device* (EMCCD), et de l'emploi des fibres optiques interfacées avec des optiques adaptatives. Cette avancée est motivée par le succès de l'utilisation conjointe de l'optique adaptative et du suivi de franges pour s'affranchir partiellement de la turbulence en interférométrie infrarouge, en 2017 avec l'instrument GRAVITY ([Gravity Collaboration et al. 2017](#)). Le prototype FRIEND (*Fibered and spectrally Resolved Interferometer - New Design*) a été conçu pour caractériser et évaluer les performances de la combinaison de ces éléments, dans le domaine visible.

L'amélioration de la précision des instruments interférométriques est apportée par les fibres optiques et par la dynamique du signal délivré par une EMCCD. L'inconvénient de l'emploi des fibres dans le visible est une perte de la sensibilité du fait que le taux d'injection du flux dans celles-ci est très faible à cause de la turbulence atmosphérique. Mais il se trouve que l'optique adaptative et l'EMCCD permettent d'améliorer la sensibilité. En effet, l'optique adaptative maximise l'injection en réduisant l'influence de la turbulence atmosphérique, et l'EMCCD est capable de détecteur de faibles flux. FRIEND prépare ainsi le développement du futur instrument SPICA, recombinaison jusqu'à six télescopes ([Mourard et al. 2017, 2018](#)). Celui-ci devra explorer la stabilisation des interférences grâce au suivi de franges. Cet aspect n'est pas abordé dans cette thèse.

Je présente dans cette thèse le prototype FRIEND, capable de recombinaison jusqu'à trois télescopes, opérant dans la bande R en franges dispersées. Il est doté de fibres optiques gaussiennes monomodes à maintien de polarisation et d'une EMCCD. Il est installé sur l'interféromètre visible *Center for High Angular Resolution Astronomy* (CHARA), au Mount Wilson, en Californie, qui est en train de s'équiper d'optiques adaptatives. J'ai développé des estimateurs de visibilité et de clôture de phase, la méthode de réduction des données de ce prototype et une stratégie d'observation. Grâce à ces outils, j'ai montré que les optiques adaptatives améliorent le taux d'injection dans les fibres. Il est alors apparu que la stabilisation de l'injection est importante pour maximiser le rapport signal-à-bruit dans chaque image. La biréfringence des fibres dégrade les performances de l'instrument mais elle a pu être compensée. J'ai montré qu'un instrument, basé sur la conception de FRIEND, permet d'accéder à des mesures de visibilité faibles avec une précision, inatteignable avec la génération actuelle, grâce au développement et l'utilisation d'un modèle de rapport signal-à-bruit. L'instrument a enfin été testé dans son intégralité sur le système binaire connu ζ Ori A. Cette observation montre la fiabilité et la précision des mesures interférométriques obtenues avec ce prototype, montrant l'intérêt de cette association de technologies pour les futurs interféromètres visibles.

Mots-clés : Interférométrie visible, EMCCD, fibres optiques gaussiennes monomodes à maintien de polarisation, optique adaptative, biréfringence, injection, réduction des données, simulation, observation, turbulence atmosphérique.

Development and scientific exploitation of a new guided-optics visible interferometric instrument

Abstract :

Long baseline visible interferometry in astronomy is an observing technique which allows to get insights of an object with an outstanding angular resolution, unreachable with single-dish telescope. Interferometric measurements with ground-based instrumentation are currently limited in sensitivity and precision due to atmospheric turbulence. However, the new astrophysical needs, particularly the determination of fundamental parameters or the study of the closed environment and the surface of the stars, require to observe fainter objects with a better precision than now in visible interferometry. Ought to overcome the atmospheric turbulence, multispeckle interferometry has been developed by adapting speckle imaging technics used on single-dish telescope. Today, in order to improve the performance of the future combiners, instrumentation progresses to the use of a new generation detector called EMCCD, and the use of optical fibers which are coupled with adaptive optics. This path is chosen thank to the success of the use of the adaptive optics with the fringe tracking in the infrared interferometry in 2017 ([Gravity Collaboration et al. 2017](#)), in order to compensate turbulence. FRIEND prototype (*Fibered and spectrally Resolved Interferometer - New Design*) has been designed to characterize and estimate the performance of such a combination of technologies, in the visible spectral band.

The improvement of the precision of the measurements from interferometric instruments is due to optical fibers and the dynamical range of the EMCCD. The counterpart of using the optical fibers is a loss in sensitivity due to a low injection rate of flux into the fibers because of the atmospheric turbulence. On the other hand, sensitivity is improved thanks to adaptive optics and EMCCDs. Indeed, adaptive optics increases the injection rate and EMCCDs can measure low fluxes. Lastly, FRIEND is a pathfinder for the future instrument SPICA which should recombine up to 6 telescopes ([Mourard et al. 2017, 2018](#)). Fringe-tracking aspects will have to be studied for SPICA ; this topic is not dealt with in this thesis.

In this work, I present the FRIEND prototype, which can recombine up to three telescopes and operates in the R band with dispersed fringes. It has Gaussian polarization-maintaining single mode optical fibers and an EMCCD. It is set up at the *Center for High Angular Resolution Astronomy* (CHARA), at Mount Wilson, in California. CHARA is currently being equipped with adaptive optics. I develop estimators of visibility modulus and closure phase, the data reduction software and an observing strategy. Thanks to that, I am able to show that adaptive optics improves the injection rate. I also demonstrate how important the stabilization of injection is to maximize the signal-to-noise ratio (SNR) per frame. Birefringence of the fibers decreases the performance of the instrument but we manage to compensate it. I show how such an instrument can measure low visibility with a better precision than now by developing and using a SNR model of FRIEND. Finally, FRIEND has entirely been tested on the known binary system ζ Ori A. These observations demonstrate how reliable and accurate the measurements of FRIEND are.

Keywords : Visible interferometry, EMCCD, Gaussian polarization-maintaining single mode optical fibers, adaptive optics, birefringence, injection, data reduction, simulation, observation, atmospheric turbulence.

Remerciements

La thèse est une aventure longue, éprouvante mais ô combien passionnante. C'est le fruit du travail d'une personne, certes, mais qui ne peut s'accomplir sans le soutien, l'aide, l'assistance des autres.

En premier lieu, je tiens à remercier à plus d'un titre Denis et Karine qui m'ont offert l'opportunité de travailler sur ce formidable projet. Ils m'ont formé avec patience, honnêteté, intransigeance et rigueur sans jamais faillir. Ils m'ont montré le sens profond de "faire de la recherche" et m'ont donné les compétences indispensables à tout bon chercheur.

J'exprime ma reconnaissance à Vincent et François qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, et également à Jean-Luc Gach, Patrice Martinez et Marc Ollivier pour avoir participé à mon jury.

Cette thèse n'aurait pas été la même sans la participation de Philippe Berio, un atout précieux pour un doctorant, enthousiaste et pragmatique, devant lequel les difficultés s'aplanissent. Je remercie également Jean-Michel pour son soutien permanent et ses anecdotes sur le laboratoire, lorsqu'il n'est pas dans les Alpes ou au Népal. Je remercie Alain pour ses précieux conseils sur la physique des détecteurs. Il y a aussi Anthony Meilland et Florentin avec qui j'ai fait ma première mission à CHARA et la visite de *Las Vegas by night*. Ils étaient toujours disponibles pour des petits coups de pouce ou des histoires autour d'un plat de sushis. Je n'oublie pas non plus les autres membres de l'équipe VEGA (Nicolas, Orlagh, Fred'...) pour leur gentillesse, les explications passionnées de leurs travaux et les bons repas pendant les observations à Calern. Je remercie même Isabelle et Michel, de Lyon, pour leurs démonstrations mathématiques d'une rigueur exemplaire.

Et je remercie itou tous les copains de thèse avec qui j'ai partagé de bons moments et de grands débats tantôt philosopho-socialo-politico-sériso-aberrants, tantôt instructifs : Anthony Soulain, co-M2, co-doctorant, Clément le Perfectionniste, Elisson toujours à l'heure brésilienne depuis son arrivée deux ans auparavant, Florian le Voyageur, Kevin le Geek, Malak la Curieuse, Marina du M2 et Marina-qui-n'ose-pas-parler-le-français, Pierre le Magnifique, Romain le Chercheur ingénieux, Vincent des Céphéides-qui-pulsent et Alban dit le Schtroumpf à lunettes. Je remercie également les compagnons de déjeuner pour les belles tranches de rigolade qui accompagnaient celles de saucisson : Aurélie, Carole, Christophe, Frantz, Isabelle, Julien, Mathilde et Patrice. Mention spéciale à Yves, Grand Opticien, qui a toujours de quoi terminer agréablement un repas.

Puis je remercie l'équipe de MATISSE avec Bruno et son optimisme, Fatmé et ses calembours, Stéphane avec qui on ne sait jamais s'il plaisante ou s'il est sérieux et Sylvie, au rire à la fréquence de résonance du couloir. Je remercie tout autant Frédéric avec qui j'ai fait découvrir l'observatoire au grand public, à Clémence, Delphine et Céline du service culturel et tous les autres guides ! Je n'oublie pas non plus Eric et son humour décapant, Aurélien et sa vulgarisation hors paire ni Roxanne ma grande soeur-de-thèse.

I also thank all the CHARA staff with whom I worked particularly Theo, the Head, Larry for the BBQ the 4th of July, Chris the ultimate fringe finder and Norm the wine connoisseur. It was a privilege to work with such an amazing team on a historical site. There is a little chance they read these lines but who knows ?

Je remercie affectueusement mes parents, frère et soeur, mon pote de toujours Jérôme qui m'ont soutenu contre vents et marées. Je remercie tendrement Éloïse pour les randonnées et les sorties gourmandes. Remerciements normal(iens) pour Audrey, Mélanie, Guilhem, Florent et Jeremy, Elie, dit binôme, Sandra et Benjamin ainsi que Marguerite et Jean.

Je remercie à leur tour Philippe Stee, Sophie, Delphine Saissi et toute la dream team administrative. Je remercie pareillement l'ENS Cachan (nouvellement ENS Paris-Saclay) pour la bourse de thèse.

Enfin je souhaite remercier le club de jazz de l'UNS, en particulier les pupitres des bois, des cuivres et du violon. De même que le club Aquila avec qui j'ai partagé des observations en amateur et quelques conférences. Et le club de Forro avec sa super ambiance et ses personnes uniques et attachantes. Elles m'ont fait découvrir un nouveau monde, m'ont aidé à me surpasser. Cindy, Yannick, Magali, Charlotte, Lisa, Mathieu, Julien, Nico et les autres, merci à vous !

Quant au lecteur, je lui souhaite de trouver ce qu'il cherche dans ce manuscrit pour ses propres travaux.

Table des matières

Introduction générale	1
I Cadre de ma thèse	3
1 Contextualisation	5
1.1 Pourquoi l'interférométrie ?	5
1.2 La turbulence atmosphérique	10
1.3 Analyse d'un signal interférométrique	13
1.4 Histoire de l'interférométrie	14
2 Présentation du prototype FRIEND	23
2.1 Présentation du concept	24
2.2 Localisation à CHARA	24
2.3 Description des modules de FRIEND	25
2.4 Principes de fonctionnement d'une ICCD et d'une EMCCD	30
2.5 OCAM ²	33
II Traitement des données et utilisation de FRIEND	37
3 Estimateurs et réduction des données FRIEND	39
3.1 Estimateurs du module au carré de la visibilité et de la clôture de phase	39
3.2 La réduction des données de FRIEND	52
3.3 Conclusion	65
4 Validation du traitement du signal par la simulation	67
4.1 Description du modèle numérique	67
4.2 Choix du traitement du signal	72
4.3 Validation du logiciel de réduction des données	74
4.4 Conclusion	76
III Caractérisation de FRIEND	77
5 Deux propriétés critiques des fibres optiques en interférométrie	79
5.1 Introduction	79
5.2 Étude du couplage d'un front d'onde partiellement corrigé et d'une fibre optique	81
5.3 Contrôler la perte de la visibilité instrumentale à cause de la biréfringence différentielle	95
5.4 Conclusion	106
6 Caractérisation de l'EMCCD OCAM² et de ses performances avec FRIEND	107
6.1 Caractérisation du détecteur de FRIEND	107
6.2 Etude du temps d'intégration optimal	111
6.3 Validation d'un nouveau modèle de RSB du V^2	113
6.4 Accès aux basses visibilités et à la clôture de phase grâce aux EMCCD	115
6.5 Conclusion	120

7	Qualifications sur le ciel	121
7.1	Transmission et taux de couplage	121
7.2	Étude de la fonction de transfert	123
7.3	Observation de ζ Ori A	129
7.4	Conclusion	136
IV	Conclusions et perspectives	137
	Conclusions...	139
	... et perspectives	139
V	Annexes	141
	<i>ARTICLE : Long baseline interferometry in the visible : first results of the FRIEND project</i>	143
	<i>ARTICLE : Fibered visible interferometry and adaptive optics : FRIEND at CHARA</i>	161
A	Abréviations et acronymes	177
B	Historique des observations	179
C	Procédure d'observation	181
C.1	Préparation de la nuit d'observation	181
C.2	Au cours de la nuit d'observation	188
C.3	Fin de nuit	191
C.4	Conclusion	191
D	Manuel du logiciel de réduction des données	193
D.1	Les bibliothèques	193
D.2	Les scripts	194
	Bibliographie	203

Introduction générale

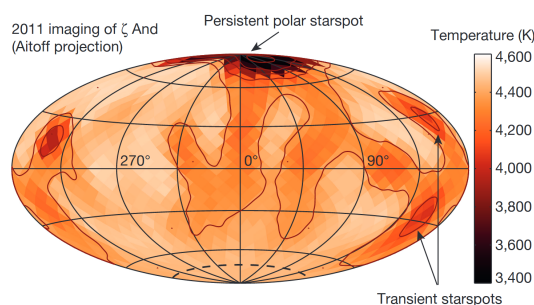


FIGURE 1 – Image reconstruite de la surface de ζ And obtenue à partir des données de MIRC (Roettenbacher et al. 2016). Chaque élément de résolution a une surface de 0.025 mas^2 .

Dans le cadre de ses travaux sur le champ magnétique des étoiles froides, Rachael Roettenbacher a reconstruit cette image de ζ And d'une résolution inégalée (Fig. 1) avec MIRC/CHARA. Cela lui a valu un article dans *Nature* en 2016 et le prix Olivier Chesneau en 2017. De son côté, GRAVITY/VLTI a apporté une nouvelle preuve de la validité de la relativité générale dans les conditions extrêmes aux alentours du trou noir central (Gravity Collaboration et al. 2018). Pour atteindre ce niveau d'excellence, ces instruments se sont affranchis, au moins partiellement, de la turbulence atmosphérique qui est la contrainte première en interférométrie optique. Pour cela, ils opèrent dans l'infrarouge, où la turbulence atmosphérique est peu gênante, et disposent de fibres optiques monomodes pour filtrer les déformations de phase des fronts d'onde. De plus, GRAVITY peut utiliser les optiques adaptatives du VLTI. Ces instruments montrent la voie de développement de l'interférométrie visible pour améliorer sa sensibilité et sa précision, afin de répondre aux nouveaux besoins scientifiques (Stee et al. 2017). Cependant, ce domaine spectral est très sensible à la turbulence atmosphérique. Il est aujourd'hui possible de reprendre ce qui fait la force de l'interférométrie infrarouge : les fibres optiques monomodes et l'optique adaptative. De plus, une nouvelle génération de détecteurs à bas flux, qui promet des performances inédites, est apparue en 2006 en astrophysique.

La combinaison de tous ces éléments permet-elle de développer de nouveaux instruments plus précis et plus sensibles ? Cette question est le fil rouge de mon sujet de thèse dont l'objet d'étude est un prototype qui concentre toutes ces technologies : l'instrument *Fibered and spectrally Resolved Interferometer - New Design* (FRIEND).

Ce manuscrit se compose en 4 parties. La **Partie I** est consacrée à la contextualisation du sujet de thèse. Le **Chapitre 1** présente le formalisme de l'interférométrie et l'état de l'art de cette discipline qui définit les performances que l'on espère atteindre avec la prochaine génération d'instruments et les problématiques auxquelles nous serons confrontés. Le **Chapitre 2** présente la conception de FRIEND pour montrer comment nous répondrons à ces questions.

La **Partie II** est dédiée au traitement du signal. Le **Chapitre 3** présente les estimateurs du module au carré de la visibilité et de la clôture de phase. Il décrit aussi la façon dont les données sont traitées pour les obtenir. Le **Chapitre 4** présente la validation par la simulation de ces estimateurs et de la méthode de traitement du signal.

La **Partie III** se concentre sur la caractérisation du prototype. Ainsi, le **Chapitre 5** présente la caractérisation des fibres optiques et de leur interface avec l'optique adaptative. Le **Chapitre 6** aborde les études menées sur le détecteur et sur l'utilisation qui en a été faite. Enfin, le **Chapitre 7** montre les performances de l'instrument dans son intégralité.

La **Partie IV** ouvre sur les perspectives d'avenir, sur le développement de la prochaine génération d'interféromètres visibles.

Première partie

Cadre de ma thèse

Contextualisation

Sommaire

1.1 Pourquoi l'interférométrie ?	5
1.1.1 Relation Objet-Image	5
1.1.2 Cohérence temporelle et spatiale	8
1.2 La turbulence atmosphérique	10
1.3 Analyse d'un signal interférométrique	13
1.3.1 Les observables interférométriques	13
1.3.2 Exploitation de la visibilité	14
1.4 Histoire de l'interférométrie	14
1.4.1 De Fizeau aux interféromètres modernes	14
1.4.2 Les interféromètres actuels et futurs	16
1.4.3 Modes de recombinaison	19
1.4.4 Interférométrie multimode ou monomode	19
1.4.5 Évolution de l'interférométrie visible	21

L'interférométrie astronomique est une discipline jeune qui sera couramment utilisée à partir de 1974, bien que le principe physique soit proposé depuis le XIX^e siècle. C'est une technique d'observation dite de "haute résolution angulaire". L'interférométrie intervient dans tous les domaines de l'astrophysique : physique stellaire, environnement proche des étoiles et même la cosmologie.

Je commence par définir ce qu'est l'interférométrie puis j'aborde la problématique de la turbulence atmosphérique. Cela conduit à définir les observables utilisées en interférométrie pour extraire l'information physique d'un signal corrompu par cette turbulence. Puis je termine par l'historique de cette discipline afin de situer le contexte de ma thèse.

1.1 Pourquoi l'interférométrie ?

1.1.1 Relation Objet-Image

La distribution de brillance (spatialement incohérente) de l'objet $O(\alpha_0, \beta_0)$, avec α_0, β_0 les coordonnées angulaires de celle-ci, et celle de son image $I(\alpha, \beta)$ donnée par un instrument optique sont liées par la relation de convolution suivante :

$$I(\alpha, \beta) = O * FEP(\alpha_0, \beta_0), \quad (1.1)$$

où FEP est la fonction d'étalement du point, c'est-à-dire l'image produite par l'instrument lorsque l'objet observé est un point. Cette équation est illustrée par la Figure 1.1 qui simule un objet dont le diamètre angulaire est $\theta = 60$ mas, qui est observé à $\lambda = 700$ nm par un télescope qui a une ouverture circulaire de diamètre $D = 1$ mètre sans obstruction centrale, pour lequel la FEP est une tache d'Airy. La résolution angulaire est définie comme étant la résolution à partir de laquelle deux taches d'Airy, distantes l'une de l'autre de leur taille caractéristique $\frac{\lambda}{D}$, sont discernables. Il s'agit de la résolution angulaire maximale du télescope, définie par les lois de la diffraction du faisceau entrant dans la pupille du télescope. L'instrument peut ainsi résoudre un objet si $\frac{\lambda}{D} \leq \theta$, θ étant la taille angulaire de l'objet observé. Dans cet exemple, $\frac{\lambda}{D} = 144$ mas : l'objet n'est pas résolu par le télescope.

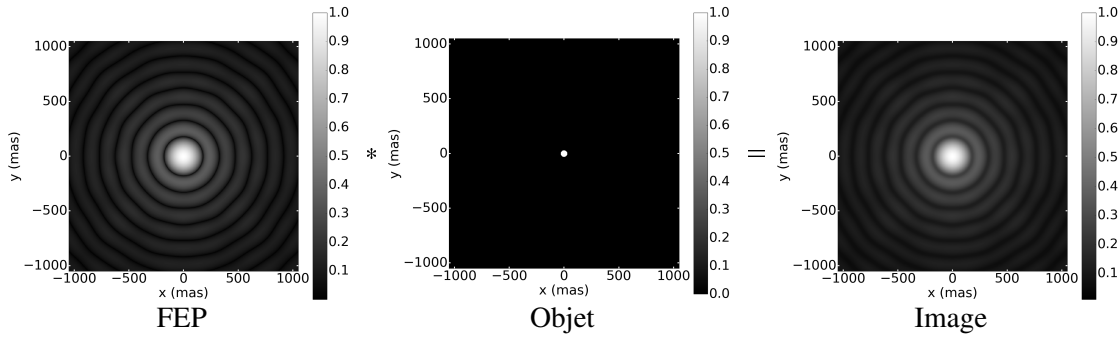


FIGURE 1.1 – Simulation de la relation objet image avec la FEP d'un télescope de 1 mètre de diamètre observant un objet de diamètre angulaire de 60 mas à 700 nm.

L'Équation (1.1) devient une multiplication lorsqu'on la transpose dans l'espace fréquentiel par une transformée de Fourier (TF) où le produit de convolution devient une multiplication (Fig. 1.2) :

$$TF\{I(\alpha, \beta)\} = TF\{O(\alpha_0, \beta_0)\} \times FTO(u, v), \quad (1.2)$$

où FTO est la fonction de transfert optique, qui est la TF de la FEP donc l'autocorrélation de la pupille. On voit que la FTO agit comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est $\frac{D}{\lambda}$. La largeur de la FTO est proportionnelle au diamètre du télescope. Mais la construction de télescopes avec de grands diamètres, permettant d'imager la photosphère des étoiles, est difficile. Par exemple, le futur plus grand télescope au monde est l'*Extremely Large Telescope* (ELT¹) qui fera 39.3 mètres de diamètre. La résolution angulaire de ce mastodonte est de 4 millisecondes d'arc (mas) à 700 nm. Il ne peut donc pas résoudre spatialement une étoile similaire au Soleil situé à 10 parsec (pc), dont le diamètre angulaire est de 0.9 mas. Pour cela, il faudrait un télescope de 160 m, qui est impossible à construire avec les techniques actuelles (Monnet & Gilmozzi 2006).

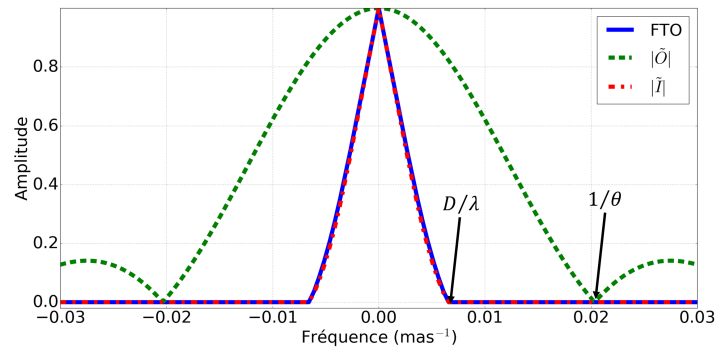


FIGURE 1.2 – Relation objet-image d'une pupille circulaire dans l'espace fréquentiel : FTO (en bleu), module de la TF de l'objet (en vert) et de la TF de l'image (en rouge). La fréquence correspondant au diamètre de l'objet est filtrée par le filtre passe-bas : l'objet n'est pas résolu.

Afin de pouvoir résoudre l'objet dont le module de la TF est donnée dans la Figure 1.2, sans augmenter le diamètre du télescope, on remplace la pupille du télescopes par deux pupilles de même taille, espacée d'une distance $B = 2.4$ mètres. On fait interférer directement les faisceaux issus de celles-ci : on a créé un interféromètre de type Fizeau (Fig. 1.3, à gauche). Sa FTO donne accès aux hautes fréquences spatiales $\pm \frac{B}{\lambda}$ (Fig. 1.4). L'image qui résulte de cet interféromètre est la superposition d'une figure d'interférences (les franges) sur la FEP d'une pupille (la tâche d'Airy). La résolution angulaire de cet interféromètre est définie par la distance séparant deux franges, l'interfrange, qui est de $\frac{\lambda}{B}$. Dans cet exemple, la résolution angulaire est alors de 60 mas. La relation de convolution entre

1. La signification de tous les acronymes est donnée dans l'Annexe A.

la FEP de l'interféromètre et l'objet est alors illustrée Figure 1.3 : l'image obtenue ressemble à celle de la Figure 1.1 mais modulée par les franges de cette nouvelle FEP.

Dans l'espace de Fourier, on voit que la FTO a accès à des hautes fréquences de l'objet dans les intervalles $[-\frac{B+D}{\lambda}; -\frac{B-D}{\lambda}]$ et $[\frac{B-D}{\lambda}; \frac{B+D}{\lambda}]$ (Fig. 1.4), grâce aux pics-franges. Ces derniers correspondent à la modulation sinusoïdale (multipliée par la tâche d'Airy) dans la FEP observable dans l'espace image (Fig. 1.3). Il s'agit d'un filtre passe-bande. La Figure 1.4 montre que cet interféromètre transmet la fréquence $\frac{1}{\theta}$ donc l'objet est résolu par cet instrument. La longueur de la base est définie par la résolution que l'on souhaite atteindre et est limitée par la mise en œuvre technique (par exemple, l'interférométrie optique est limitée à quelques centaines de mètres). On comprend ainsi l'intérêt de l'interférométrie : l'accès à une résolution angulaire inatteignable par une pupille seule.

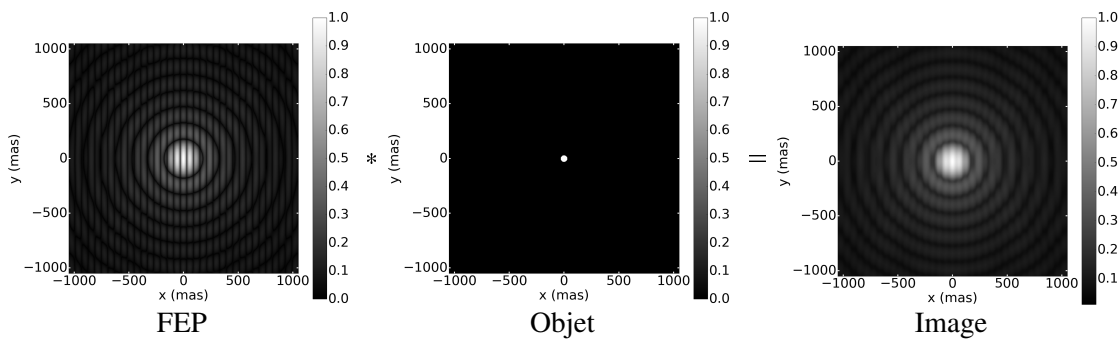


FIGURE 1.3 – Simulation de la relation objet image avec la FEP d'un interféromètre de deux télescopes de 1 mètre de diamètre espacés de 2.4 mètres observant un objet de diamètre angulaire de 60 mas à 700 nm.

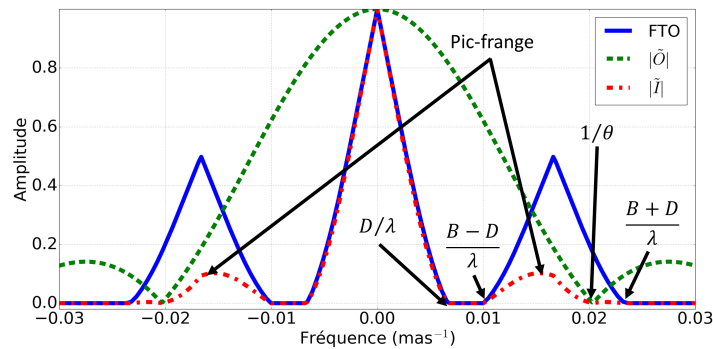


FIGURE 1.4 – Relation objet-image d'un interféromètre dans l'espace fréquentiel : FTO (en bleu), module de la TF de l'objet (en vert) et de la TF de l'image (en rouge). La fréquence correspondant au diamètre de l'objet est transmise par le filtre passe-bande : l'objet est résolu.

Dans la configuration dite de Fizeau (Fig. 1.5, à gauche), la relation de convolution entre l'objet et l'image est conservée. Par ailleurs, le nombre de franges dans la tâche d'Airy (Fig. 1.3, à gauche) est égal à $\frac{B}{D}$. Or il faut augmenter cette longueur si on souhaite observer des objets de plus en plus petits. Il faut donc utiliser de plus en plus de pixels pour échantillonner les franges, ce qui est problématique vu qu'on dispose de détecteurs avec un nombre fini de pixels. Il y a alors la configuration dite de Michelson qui reconfigure la base des télescopes B_{12} en une autre base plus petite b_{12} (Fig. 1.5, à droite) qui est fixe quelque soit la longueur de B_{12} . Il est alors possible d'échantillonner les interférences sur le même nombre de pixels quelque soit la base des télescopes, en respectant le critère de Shannon. De plus, dès que plus de trois télescopes sont recombinaés, on peut reconfigurer les bases pour coder les franges sur des fréquences spatiales différentes. Ce système est utilisé par tous les interféromètres recombinaés des télescopes indépendants. Cependant, la relation de convolution entre l'objet et l'image

(décrite dans la section précédente) n'est plus conservée. Tallon & Tallon-Bosc (1992) ont montré que l'information sur la source observée, portée par les pics-franges présents dans l'image, est conservée. En effet, recombinaison la base des télescopes revient à tradater les pics-franges de $\frac{B_{12}}{\lambda}$ à $\frac{b_{12}}{\lambda}$.

Ces deux configurations permettent de faire de la reconfiguration d'images (Sec. 1.3.2) mais seule celle de Fizeau peut faire de l'imagerie directe. Une alternative à la configuration de Michelson pour faire aussi de l'imagerie directe est la densification de pupilles : la disposition des sous-pupilles est homothétiquement identique à celle des pupilles d'entrée mais la taille relative des sous-pupilles par rapport à l'écartement entre elles est augmentée. La relation de convolution, permettant l'imagerie directe, est ainsi conservée mais sur un champ de vue plus restreint par rapport à la configuration de Fizeau (Labeyrie 1996).

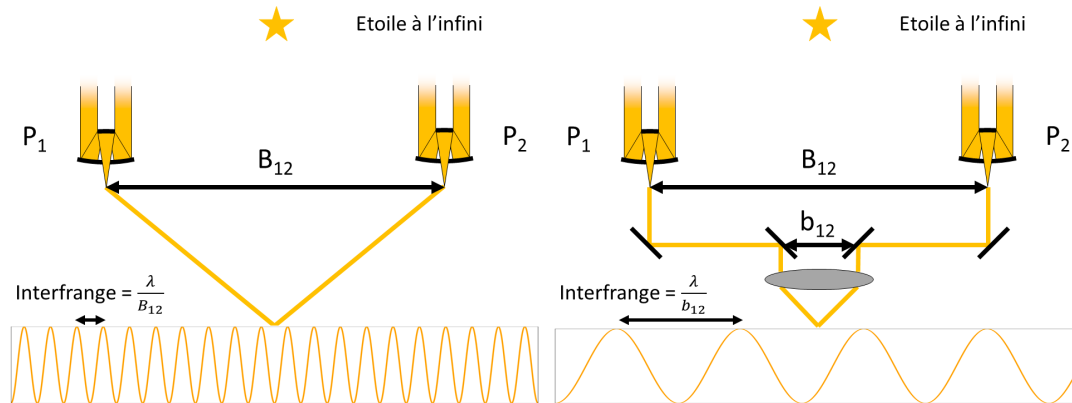


FIGURE 1.5 – Interféromètres de type Fizeau (à gauche) et de type Michelson (à droite).

1.1.2 Cohérence temporelle et spatiale

Dans la section précédente, aucune hypothèse sur la fonction décrivant la fonction pupille n'a été posée avant d'utiliser la relation Objet-Image. Les interférences ne sont obtenues que si les ondes passant par les pupilles respectent certaines conditions que je développe ici.

On considère une onde plane $E(\lambda, \vec{z}, t)$ à la longueur d'onde λ , en provenance de la direction \vec{z} , à un instant t , émise par une étoile située à l'infini. Cette onde traverse deux pupilles P_1 et P_2 , de diamètre D , distantes de B . Deux ondes E_1 et E_2 sont alors créées puis projetées sur un détecteur dont on considère un point M quelconque (Fig. 1.6). Le chemin physiquement parcouru par le faisceau lumineux depuis S jusqu'à M en passant par la pupille P_i multiplié par l'indice de réfraction (supposé égal à 1 tout au long du manuscrit sauf mention contraire) est appelé "chemin optique". Le temps de parcours de ce chemin est appelé "temps de groupe", noté t_g .

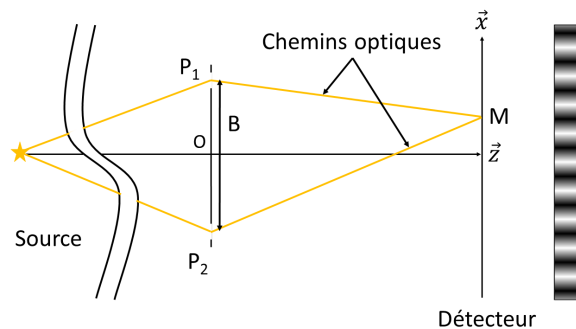


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'un interféromètre.

La figure d'interférences n'existe ainsi que si les ondes planes $E_1(\lambda, \vec{z}, t)$ et $E_2(\lambda, \vec{z}, t)$ sont cohérentes entre elles. Dans le cas contraire, les ondes sont dites incohérentes. Cette cohérence peut

être définie en des points \vec{z} différents ou à des instants t différents.

Dans le premier cas (\vec{z} différents), il s'agit de la cohérence spatiale, qui est quantifiée par le degré complexe de cohérence spatiale $\mu_{12}(\lambda, \vec{B})$. Cette quantité intéresse particulièrement les interférométristes car elle porte des informations sur la distribution de brillance de l'objet. En effet, le théorème de Zernike Van-Cittert indique que :

Le degré de cohérence spatiale du front d'onde mesuré est égal à la transformée de Fourier complexe normalisée de la distribution d'intensité de la source prise en une certaine fréquence spatiale $\frac{\vec{B}}{\lambda}$, où \vec{B} est le vecteur de base séparant les deux zones du front d'onde concernées et λ la longueur d'onde d'observation.

Cela se traduit mathématiquement par :

$$\mu_{12}(\lambda, \vec{B}) = \frac{\int_{source} I(\lambda, \vec{z}) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \vec{B} \cdot \vec{z}} d\vec{z}}{\int_{source} I(\lambda, \vec{z}) d\vec{z}} \quad (1.3)$$

avec $I(\lambda, \vec{z})$ l'intensité à la longueur d'onde λ d'un point de la source situé dans la direction \vec{z} . Une mesure du degré complexe de cohérence spatiale fournit donc une composante de fréquence spatiale $\frac{\vec{B}}{\lambda}$ de la source. Le degré de cohérence spatiale est communément appelée "visibilité complexe" V .

Dans le deuxième cas (t différents), il s'agit de la cohérence temporelle, qui est quantifiée par le degré complexe de cohérence temporelle. Cette grandeur est surtout utilisée pour obtenir le spectre d'une source par la spectroscopie par transformée de Fourier, de la même manière que la cohérence spatiale donne des informations sur la distribution spatiale de brillance de l'objet. En interférométrie longue base, la cohérence temporelle intervient comme une contrainte sur la condition d'obtention des interférences dont on déduit le degré de cohérence spatiale de la source. En effet, la corrélation entre les deux plans d'onde dure pendant le temps de cohérence qui dépend de la largeur spectrale (en fréquence) $\Delta\nu$ de la lumière reçue : $\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$. Au temps de cohérence τ_c correspond une longueur de cohérence $l_c = c\tau_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$ qui est la longueur caractéristique sur laquelle les plans d'onde sont corrélés, avec c la célérité de l'onde. Ainsi, si deux plans d'onde en provenance de P_1 et P_2 arrivent au point M tel que $\Delta t_g > \tau_c$, c'est-à-dire avec une différence de chemin optique (appelée différence de marche (DDM)) supérieure à l_c , alors ils ne sont plus corrélés et il n'y a plus d'interférences.

Les ordres de grandeurs pour quelques sources courantes sont exposées Tableau 1.1. Le temps et la longueur de cohérence dimensionnent l'enveloppe de cohérence (le lieu des interférences) respectivement dans le domaine spectral et le domaine spatial.

Source	λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	τ_c (s)	l_c (m)
Laser He-Ne	632.8	10^{-3}	10^{-9}	0.3
Raie H α	656.2	0.1	10^{-11}	0.0004
Lumière du Soleil	500	400	$2 \cdot 10^{-15}$	$6 \cdot 10^{-7}$

Tableau 1.1 – Temps et longueurs de cohérence de quelques sources courantes.

Les étoiles émettent sur de très larges bandes spectrales. Il faut donc sélectionner une bande étroite pour augmenter la longueur de cohérence et faciliter l'obtention des interférences. Il est aussi possible de disperser spectralement la lumière comme le font certains recombineurs² : c'est la spectro-interférométrie. Cela permet d'associer l'information spectrale à l'information spatiale de la source, contenue dans les interférences. La longueur de cohérence est alors définie par $l_c = \mathfrak{R}\lambda_0$, avec \mathfrak{R} le pouvoir de résolution du spectroscopie et λ_0 la longueur d'onde centrale de la bande spectrale considérée.

2. Instruments qui reçoit les faisceaux des télescopes qui forment l'interféromètre.

1.2 La turbulence atmosphérique

L'atmosphère est un milieu turbulent où se produisent des fluctuations d'indices de réfraction, de phase, en fonction du vent, de la température et d'autres paramètres. La statistique de ces turbulences a été étudiée par Kolmogorov (1941) et a ouvert le champ d'étude de l'optique atmosphérique. L'onde plane incidente est déformée sous l'effet des fluctuations de phase aléatoires dues à la turbulence sur la ligne de visée puis est captée par les télescopes de l'interféromètre (Fig. 1.7). De ce fait, la résolution de l'image donnée par un télescope est réduite.

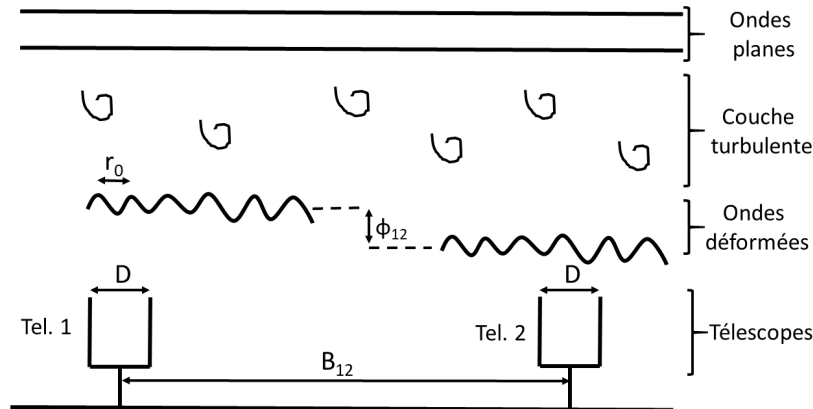


FIGURE 1.7 – Effet de la turbulence sur une observation interférométrique. L'onde plane arrive dans l'atmosphère où elle est déformée puis elle est captée par les télescopes de l'interféromètre. ϕ_{12} est le piston atmosphérique différentiel.

Les aberrations optiques induites par la turbulence atmosphérique peuvent être quantifiées par le rapport de Strehl S_r . C'est le rapport entre la valeur maximale de l'image obtenue avec celle qu'aurait eu cette image si elle avait été uniquement limitée par l'optique (parfaite) du télescope. Sa valeur varie donc de 0 à 1. Plus ce rapport est proche de 1, plus le pouvoir de résolution de l'instrument est proche de sa valeur théorique imposée par la diffraction.

Nous avons décrit la déformation des plans d'onde qui est un phénomène complexe par un critère quantitatif simple et unique qu'est le rapport de Strehl. La complexité de ces plans déformés est mieux décrite par les polynômes de Zernike Z qui forment une base orthonormale. Le front d'onde déformé ψ peut ainsi être décomposé sur cette base en différents coefficients, appelés coefficients de Zernike :

$$\psi = \sum_{i=1}^{+\infty} a_i Z_i, \quad (1.4)$$

où i est l'indice de Noll (Noll 1976) qui indexe les déformations élémentaires (Fig. 1.8).

La turbulence pose deux problèmes pour l'interférométrie. Le premier est l'ajout d'une phase spatialement aléatoire sur la section du plan d'onde captée par le télescope. La phase n'est alors que localement constante dans des cellules de turbulence dont la taille caractéristique est donnée par le paramètre de Fried. Il est noté r_0 , dépend de la longueur d'onde selon la loi d'échelle $r_0 \propto \lambda^{6/5}$ et limite la résolution angulaire d'un télescope. La fonction d'étalement du point de l'ensemble télescope+turbulence n'est plus une tache d'Airy mais des tavelures de taille caractéristique $\frac{\lambda}{D}$ réparties sur une surface de taille caractéristique $\frac{\lambda}{r_0}$ (Fig. 1.9). Cette dernière est appelée *seeing*. Le plan d'onde déformé qui crée la figure de tavelures est notamment affecté par les effets de Tip et de Tilt qui déplacent le photocentre de cette figure. De ce fait, les positions des tavelures changent en permanence.

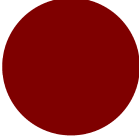

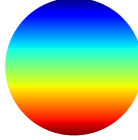
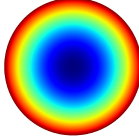

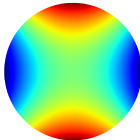
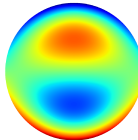
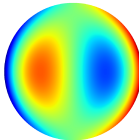
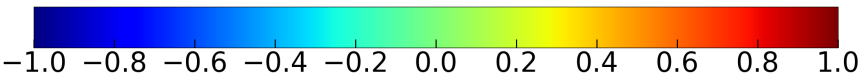
Aberration	Piston	Tip	Tilt	Défocalisation
Indice de Noll	1	2	3	4
Visualisation				
Aberration	Astigmatisme oblique	Astigmatisme vertical	Coma verticale	Coma horizontale
Indice de Noll	5	6	7	8
Visualisation				
				

FIGURE 1.8 – Représentation des 8 premiers polynômes de Zernike

L'ajout de cette phase peut être compensée par un système d'optique adaptative (OA). Le principe est illustré par la Figure 1.10. Le flux du télescope est réfléchi sur un miroir déformable qui le dirige vers l'instrument et un analyseur de front d'onde. Ce dernier va analyser le front d'onde pour permettre au miroir déformable d'adopter le profil complémentaire, compensant ainsi les déformations induites par la turbulence atmosphérique. L'analyseur et le miroir déformable sont inclus dans une boucle d'asservissement permettant la correction en temps réel du front d'onde perturbé. Ce système permet de s'approcher de la résolution angulaire à la limite de diffraction du télescope sans turbulence atmosphérique.

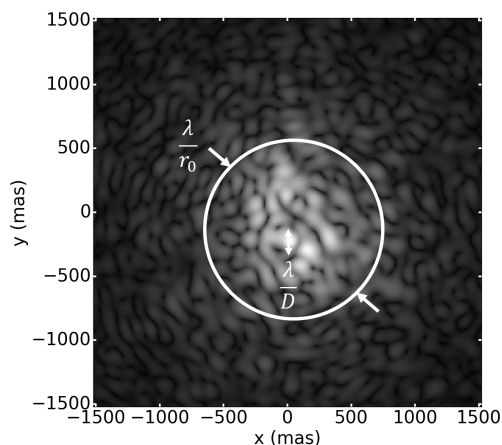
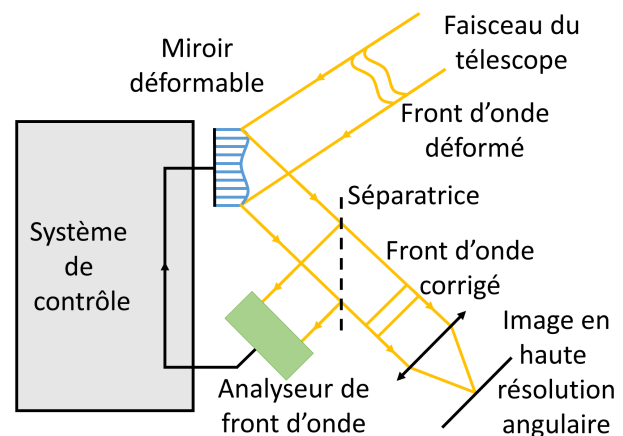
FIGURE 1.9 – Schéma d'une figure de tavelures d'une étoile observée avec un télescope de diamètre $D = 4$ m et l'effet de la turbulence atmosphérique ($r_0 = 0.5$ m) à $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$.

FIGURE 1.10 – Schéma du principe d'un système d'optique adaptative qui permet d'obtenir une image dont la résolution angulaire est supérieure à celle imposée par la turbulence atmosphérique.

Pour un interféromètre, cela permet de stabiliser la position de la figure d'interférences. Il rend aussi possible l'exploitation efficace de l'interférométrie monomodale (Sec. 1.4.4.2) qui utilise des fibres optiques : le flux est concentré en une seule tavelure devant laquelle est positionnée la fibre d'où une injection maximale de l'énergie lumineuse.

Le deuxième problème est le piston différentiel atmosphérique entre deux télescopes (Fig. 1.7). Celui-ci rajoute une différence de marche aléatoire et variable dans le processus de création des franges. De ce fait, le piston influe sur la mesure du degré de cohérence spatiale des plans d'onde captés par les télescopes. Il peut même les rendre incohérents si la différence de marche totale est supérieure à la longueur de cohérence. La durée pendant laquelle le piston est stable est appelé le temps de cohérence atmosphérique τ_0 ³. Il faudrait alors que le temps d'intégration soit inférieur à celui-ci pour obtenir des interférences (Sec. 6.2) mais peu de photons sont collectés d'où un faible RSB. Pour obtenir des observations spatialement résolues sur des objets faibles en interférométrie visible, il faut intégrer plusieurs secondes, ce qui est supérieur au temps de cohérence. On peut alors compenser le piston différentiel atmosphérique par un système de suivi des franges fonctionnant à haute fréquence (le temps d'intégration est inférieur au temps de cohérence). Des temps de pose longs sont alors possibles et augmentent significativement le rapport signal-à-bruit, donc la sensibilité. Par exemple, le suiveur de franges de l'interféromètre de GRAVITY permet de faire des temps de pose atteignant les 30 secondes donc de gagner 3.7 magnitudes (Gravity Collaboration et al. 2017).

Il existe deux déclinaisons d'un système de suivi de frange : le cohérenceur et le cophaseur (Blind 2011) :

- **Le cohérenceur** : il est capable de stabiliser les franges dans l'enveloppe de cohérence malgré le piston différentiel. La précision du positionnement des franges est de l'ordre de plusieurs longueurs d'onde (Fig. 1.11). Il ne permet pas d'augmenter le temps d'intégration mais rend possible l'intégration incohérente, *i.e.* l'intégration de la densité spectrale de puissance (DSP) des franges, pour augmenter le RSB du signal ;
- **Le cophaseur** : il est capable de mesurer la phase liée à la position des franges sur des temps d'intégration très courts. Par conséquent, il peut maintenir les franges à une DDM donnée à une fraction de longueur d'onde près. Par exemple, le piston résiduel du cophaseur de GRAVITY est inférieur à $0.3 \mu\text{m}$ en bande K (fig.10 dans Gravity Collaboration et al. (2017)) jusqu'à la magnitude 7 ou 10 selon si ce sont les *Auxiliary Telescopes* ou les *Unit Telescopes* qui sont utilisés. Le cophaseur permet de faire des temps d'intégration longs sur l'instrument scientifique.

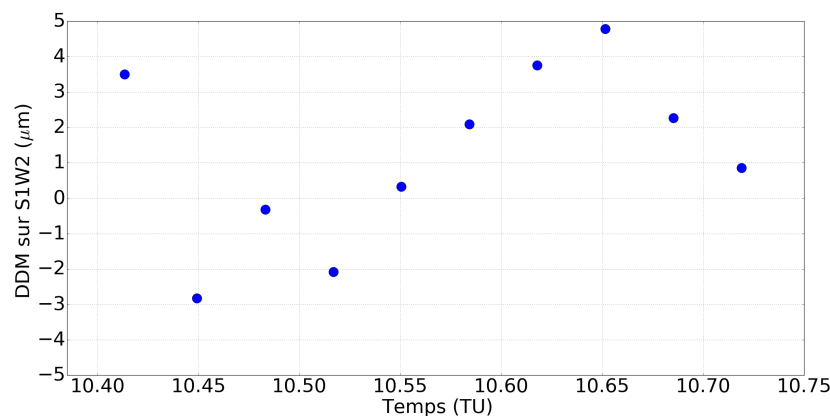


FIGURE 1.11 – Évolution de la DDM mesurée sur FRIEND pendant l'observation de HD38771 la nuit du 12/10/2017. Les franges sont stabilisées par CLIMB/CHARA utilisé comme cohérenceur (Sec. C), en bande K. On voit que la précision du contrôle de la DDM est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ soit environ 4 longueurs d'onde.

La perte de cohérence locale et le piston différentiel rendent la mesure de la phase de la visibilité impossible. Cette quantité est pourtant nécessaire pour obtenir des informations sur la géométrie de l'objet. Différentes observables ont été développées pour extraire l'information physique d'un signal interférométrique.

3. Il sera aussi désigné par le "temps de cohérence" par la suite.

1.3 Analyse d'un signal interférométrique

1.3.1 Les observables interférométriques

Deux observables sont essentiellement utilisées en interférométrie optique : le module au carré de la visibilité des franges et la clôture de phase. Le module au carré est donné par le contraste des franges sur l'image (Fig. 1.3) ou dans l'espace de Fourier par la hauteur ou l'intégrale du pic-frange (Fig. 1.4). Sa valeur est comprise entre 0 (pas d'interférence) et 1 (cohérence totale des plans d'ondes). A la lecture de l'Équation (1.3), on voit que le module est proportionnel au rapport de la quantité de flux qui interfère sur la quantité totale de flux présent dans la figure d'interférences.

La clôture de phase est une quantité indépendante de la turbulence atmosphérique qui permet une mesure partielle de la phase spectrale spatiale de l'objet (Jennison 1958). Elle nécessite un interféromètre constitué d'au moins 3 télescopes, indexés 1, 2 et 3 (Fig. 1.12). Pour chaque paire de télescopes, on a :

$$\phi_{12}^{mes} = \phi_{12}^{obj} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2, \quad (1.5)$$

$$\phi_{23}^{mes} = \phi_{23}^{obj} + \varepsilon_2 - \varepsilon_3, \quad (1.6)$$

$$\phi_{31}^{mes} = \phi_{31}^{obj} + \varepsilon_3 - \varepsilon_1. \quad (1.7)$$

$$(1.8)$$

ε_i est le piston du plan d'onde du télescope i (Fig. 1.12), ϕ_{ij}^{obj} la phase spectrale spatiale de l'objet à la fréquence $\frac{B_{ij}}{\lambda}$ et ϕ_{ij}^{mes} la phase spectrale spatiale mesurée à la même fréquence.

Par conséquent la clôture de phase est :

$$\sum \phi_{ij}^{mes} = \sum \phi_{ij}^{obj}. \quad (1.9)$$

Les termes de phase dues aux perturbations atmosphériques ont disparu.

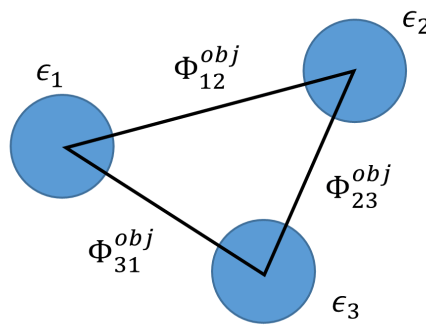


FIGURE 1.12 – Schéma de principe de la clôture de phase.

Une autre observable est utilisée dans certains recombineurs qui dispersent les franges avec un fort pouvoir de dispersion : la phase différentielle (Petrov 1988). Cette observable est obtenue en intercorrélant les systèmes de franges de deux bandes ou canaux spectraux, par exemple une raie d'absorption et le continuum. Cette grandeur donne accès à la cinématique de l'objet observé. Les instruments tels que VLTI/AMBER (Petrov et al. 2007), VLTI/GRAVITY (Gravity Collaboration et al. 2017) et CHARA/VEGA (Mourard et al. 2009) sont capables de la mesurer. Elle ne sera pas utilisée dans le cadre de la thèse car FRIEND ne dispose pas du rapport signal-à-bruit par canal spectral nécessaire pour mesurer cette observable (Sec. 3.1).

1.3.2 Exploitation de la visibilité

On va vu dans la Section 1.1.1 qu'un interféromètre agit comme un filtre passe-bande qui transmet la fréquence spatiale $\frac{\vec{B}}{\lambda}$. Le plan des fréquences spatiales transmises par un interféromètre s'appelle le plan (u,v). On extrait les informations physiques sur la distribution de brillance de la source en analysant les mesures de visibilité et de clôture de phase grâce à l'ajustement de modèle ou la reconstruction d'image.

L'ajustement de modèle permet d'obtenir la taille angulaire de la source, dans la direction de la ligne de base \vec{B} , en émettant une hypothèse sur la distribution de brillance. Par exemple, on peut supposer que l'objet est un disque uniforme (brillance constante sur le disque) ou un disque avec un assombrissement centre-bord. Il suffit alors d'ajuster le module au carré de la transformée de Fourier du modèle considéré sur les visibilités au carré obtenues en fonction des fréquences spatiales. On obtient alors les valeurs optimales des paramètres recherchés (le diamètre et/ou le coefficient d'assombrissement centre-bord). On peut aussi faire intervenir la clôture de phase sur d'autres objets tels qu'un système binaire. Des outils spéciaux existent tels que LITpro⁴ (Tallon-Bosc et al. 2008) pour effectuer les ajustements. Ce mode d'analyse sera privilégié pour l'exploitation des données astrophysiques de FRIEND (Sec. 7.3).

L'autre méthode citée permet de reconstruire une image de l'objet observé. C'est de cette façon que l'image de la surface de ζ And (Fig. 1) a été obtenue, par exemple. Cependant, il faut échantillonner au maximum le plan (u,v) afin d'avoir suffisamment de mesures du module et de la phase (via la clôture de phase) de la visibilité. C'est la synthèse du plan de Fourier. Ainsi, il est possible d'obtenir une image par des algorithmes de reconstruction d'images, tels que SURFING (Roettenbacher et al. 2016). Ceux-ci sont plus intéressants qu'une transformée de Fourier inverse car il est possible de leur poser des contraintes *a priori* sur les propriétés de l'image (support limité, nature de l'objet...) et ils ne requièrent pas de périodicité de l'échantillonnage du plan (u,v). De plus, il faut couvrir au maximum le plan (u,v) en un minimum de nuits d'observations, à cause des changements des conditions d'observation ou de l'évolution de l'objet observé (sa rotation, par exemple). Pour cela, il faut recombinaison le plus de télescopes possibles. En effet, pour N télescopes recombinaisonés, on dispose de $\frac{N(N-1)}{2}$ bases indépendantes donc autant de mesures de module de la visibilité. On dispose également de $\frac{(N-1)(N-2)}{2}$ triangles indépendants donc autant de clôtures de phase. La fraction de phase du spectre de l'objet retrouvée vaut ainsi $1 - \frac{2}{N}$. Par exemple, avec trois télescopes, on dispose de trois modules de la visibilité, d'une seule clôture de phase qui ne donne que 33% de l'information portée par la phase. Avec 4 télescopes, on obtient 6 modules, 3 clôtures et 50% de la phase est retrouvée. Avec 6 télescopes, on a 15 modules, 10 clôtures et 66% de la phase est retrouvée. On considère qu'il est possible de faire de la reconstruction d'images à partir de 4 télescopes. Et on constate empiriquement à CHARA qu'il est possible d'obtenir l'image de l'objet en une seule nuit à partir de 6 télescopes (Stee et al. 2017).

1.4 Histoire de l'interférométrie

1.4.1 De Fizeau aux interféromètres modernes

L'interférométrie vient de l'expérience imaginée en 1801 par Thomas Young (1773-1829) pour prouver la nature ondulatoire de la lumière. Pendant plusieurs siècles, la communauté scientifique débattait sur la nature profonde de cette dernière. Des scientifiques tels que Newton (1642-1727) professaient que la lumière était corpusculaire. D'autres tels que Young ou Fresnel (1788-1827) soutenaient au contraire que la lumière était une onde. L'expérience d'Young trancha : la lumière est une onde. Victoire éphémère puisqu'au XX^e siècle, l'effet photo-électrique puis la découverte de l'effet Compton réconcilient ces deux écoles en statuant définitivement sur la nature duale de la lumière, à la fois onde et corpuscule.

4. http://www.jmmc.fr/litpro_page.htm

L'idée de Young fut reprise par Fizeau (1819-1896) en 1868 qui suggéra d'utiliser cette technique pour mesurer le diamètre angulaire des étoiles (Fizeau 1868). En effet, la figure d'interférence dépend essentiellement de deux paramètres que sont l'écart entre les ouvertures et la taille angulaire de l'objet observé. L'expérience est réalisée cinq ans après en 1873 à l'observatoire de Marseille par le directeur de l'époque Edouard Stephan (1837-1923) qui mit un masque pupillaire sur le télescope de 80 cm de Foucault (cf Fig. 1.13). Par ce procédé, il ne put mesurer précisément les diamètres des étoiles observées mais put conclure que leur diamètre est inférieur à 0.158" (Stéphan 1874).

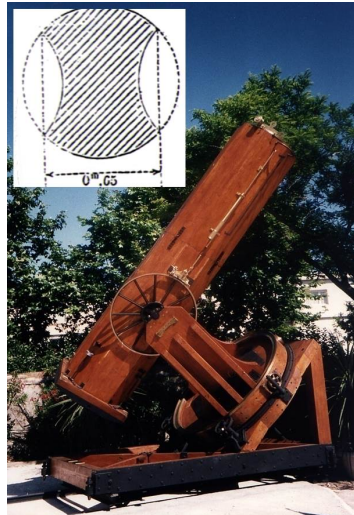


FIGURE 1.13 – Télescope de 80 cm de diamètre transformé en interféromètre par un masque à deux ouvertures séparées de 65 cm, utilisé par Edouard Stephan.

En 1892, à l'observatoire de Lick (Californie), Albert Michelson (1852-1931) utilisa la méthode de Fizeau sur la lunette de 12 pouces et parvint à mesurer le diamètre apparent des quatre satellites galiléens de Jupiter ($\sim 1''$) mais échoua sur les étoiles. Pendant la même période, Karl Schwarzschild à Munich et Maurice Hamy à l'Observatoire de Paris essayèrent chacun la méthode de Fizeau mais ne purent résoudre que des systèmes binaires ou l'astéroïde Vesta.

En 1920, Michelson et Pease mirent une poutre de 6 mètres sur le télescope de Hooker (Michelson & Pease 1921) au Mont Wilson en Californie. Ils obtinrent ainsi un interféromètre dont la ligne de base est supérieure au diamètre du télescope (cf Fig. 1.14).

Le système existe toujours et est exposé au Mont Wilson. Cette expérience fut un exploit. En effet, la différence de chemin optique ne devait pas excéder le micromètre (longueur de cohérence dans le visible), ce qui nécessitait un positionnement des pupilles sur la poutre de 6 mètres avec le même niveau de précision. En 1931, Pease voulut aller plus loin avec une poutre de 15 mètres. Ce projet n'eut jamais de succès à cause de contraintes techniques telles que la vibration de la structure et la turbulence atmosphérique qui brouillent les franges.

En 1974, à l'observatoire de Nice, Antoine Labeyrie fut le premier à parvenir à recombinaison cohérente de la lumière de Vega captée par deux télescopes indépendants avec l'Interféromètre à 2 Télescopes (I2T) (Labeyrie 1975).

Ce succès relança l'interférométrie optique sous le nom de *Optical Long Baseline Interferometry* (OLBI). Dès lors, des interféromètres furent construits tels que le GI2T (Calern, France, 1986), SUSI (Australie, 1991), COAST (Royaumes-Unis, 1994), Mark I (1979), Mark II (1982) et Mark III (1986) au Mt Wilson (Californie), IOTA (Arizona, 1993). Tous les développements réalisés sur ces interféromètres profitèrent à la création et à l'évolution des interféromètres actuels : le Very Large Telescope Interferometer (VLTI), le Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) et le Navy Precision Optical Interferometer (NPOI).

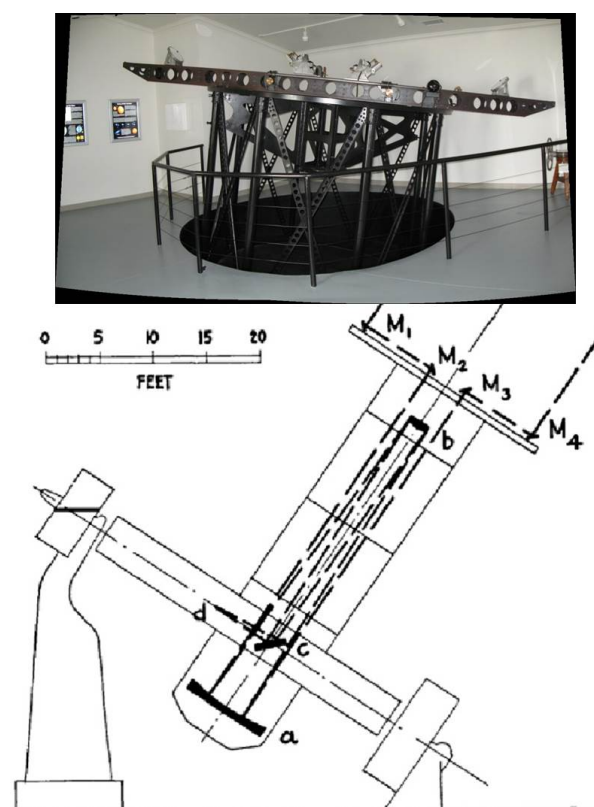


FIGURE 1.14 – Interféromètre stellaire de Michelson (le schéma provient de (Michelson & Pease 1921) et la photographie de <http://the-great-silence.blogspot.fr/>)

1.4.2 Les interféromètres actuels et futurs

La création du VLTI fut proposée à la conférence de l'ESO en 1977 et fut opérationnel en 2001. Il est situé dans l'hémisphère sud, à Cerro Paranal au Chili, mondialement connu pour la qualité optique de son ciel. Il peut recombinaison les 4 télescopes 8.2 mètres (*Unit Telescopes*) de diamètre ou les 4 télescopes de 1.8 mètres de diamètre (*Auxiliary Telescopes*). Sa ligne de base maximale de 140 mètres lui confère une résolution maximale de 1.5 mas à $1 \mu\text{m}$. Les recombineurs en service (ou prochainement) sont donnés dans le Tableau 1.2. La nouvelle génération d'instruments est représentée par GRAVITY chargé d'étudier le trou noir central de notre galaxie, et MATISSE qui étudiera les systèmes protoplanétaires ou les noyaux actifs de galaxies, et les nuages froids autour des étoiles.

Tableau 1.2 – Recombineurs en service ou en qualification au VLTI.

Instrument	Nombre de télescopes	Bandes spectrales	Recombinaison	Référence
AMBER ^a	3	J, H et K	Multi-axiale	Petrov et al. (2007)
PIONIER	4	H	Co-axiale	Le Bouquin et al. (2011)
GRAVITY	4	K	Co-axiale	Gravity Collaboration et al. (2017)
MATISSE ^b	4	L, M, N	Multi-axiale	Petrov et al. (2018a)

^a Mise hors service fin septembre 2018. ^b Fin de la qualification vers fin 2019.

CHARA est situé dans l'hémisphère nord, en Californie au Mont Wilson, à côté de Los Angeles, et dépend l'université de Géorgie. L'idée de sa construction naquit en 1984 et l'interféromètre fut opérationnel dès 2003⁵. Il dispose de 6 télescopes de 1 m de diamètre et ses lignes de base vont de 30 à 330 m (ten Brummelaar et al. 2005). Sa résolution angulaire maximale à $1 \mu\text{m}$ est alors de 0.63 mas.

5. <http://www.chara.gsu.edu/public/history>

Il exploite des instruments qui opèrent dans le visible et proche infrarouge (Tab. 1.3). L'un des instruments du domaine infrarouge nous intéresse tout particulièrement. Il s'agit de CLIMB (Sturmann et al. 2010) qui est un recombineur coaxial à trois télescopes (Tab. 1.3). Cet instrument dispose de lignes à retard internes et peut agir sur celles de CHARA, lui permettant de suivre les franges pour compenser le piston différentiel atmosphérique. Il est ainsi possible de l'utiliser comme cohérenceur avec un autre instrument, tel que FRIEND ou VEGA (Annexe C).

Le chemin optique conçu pour cet interféromètre est décrit par ten Brummelaar et al. (2005) et présenté Figure 1.15. La lumière est collectée par les télescopes disposant chacun d'un système de correction du Tip-Tilt (TT), qui sera remplacé à terme par des OA. Celui-ci permet de stabiliser chaque faisceau à l'entrée des instruments et aussi de calculer une estimation du seeing via le paramètre de Fried r_0 . Les faisceaux de chaque télescope sont acheminés dans le "laboratoire optique" où ils traversent les lignes à retard. Ces dernières se subdivisent en deux parties. La première est constituée des *Parts of Path* (PoP). Ils permettent d'ajouter des différences de marche constantes entre les faisceaux des différents télescopes. La deuxième partie est constituée des *Optical Path Length Equalizers* (OPLE) qui compensent la différence de marche induite par la rotation de la Terre. Ils sont également utilisés pour compenser le piston différentiel atmosphérique. Les faisceaux des 6 télescopes arrivent enfin sur le *Beam Sampling System* (BSS) qui sépare les faisceaux du domaine visible du domaine infrarouge et qui les redirige vers les instruments.

Tableau 1.3 – Recombineurs en service à CHARA.

Instrument	Nombre de télescopes	Bandes spectrales	Recombinaison	Référence
VEGA	4	V et R	Multi-axiale	Mourard et al. (2009)
PAVO	3	R	Multi-axiale	Ireland et al. (2008)
CLIMB	3	J, H et K	Co-axiale	Sturmann et al. (2010)
JouFLU	2	K	Co-axiale	Scott et al. (2013)
MIRC	6	H	Multi-axiale	Monnier et al. (2006)

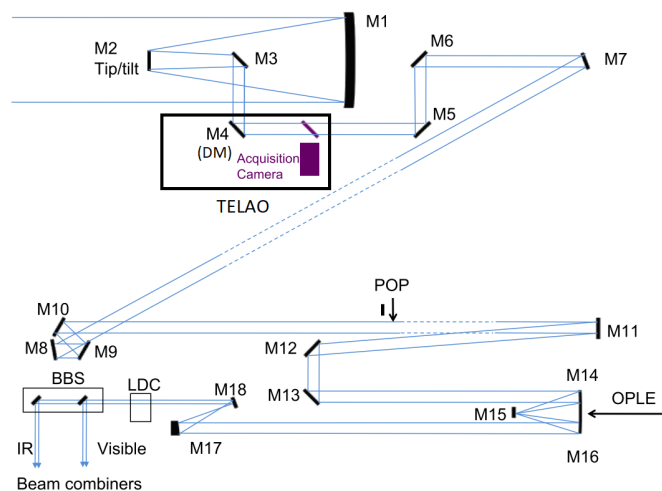


FIGURE 1.15 – Schéma du chemin optique du télescope au recombineur de faisceaux à CHARA (Che et al. 2013). Le TELAO se situe au niveau du miroir M4.

CHARA est en train de s'équiper de deux étages d'optiques adaptatives (Tab. 1.4) afin d'améliorer ses performances (Che et al. 2013). Le premier étage dispose d'une OA rapide, montée sur chaque télescope (Fig. 1.15), qui permet de corriger la turbulence atmosphérique. Cet étage est nommé TELAO. Le deuxième étage, nommé LABAO, se situe dans le laboratoire optique, en amont des instruments (Fig. 1.16). Ce système est plus lent et doit corriger les aberrations quasi-statiques dues aux optiques entre les télescopes et les instruments. Il corrige et enregistre les coefficients des 8 premiers ordres

des polynômes de Zernike (Fig. 1.8). Grâce à ces deux étages d'OA, les observations devraient bénéficier d'un rapport de Strehl compris entre 20 et 25% dans le visible (i.e 700 nm) (Che et al. 2013). La correction est partielle et la qualité de l'injection qui en découle est peu étudiée hormis lors des débuts de l'OA, dans l'infrarouge. Dans le domaine visible, la piste n'a jamais été explorée sauf dans ce manuscrit (Sec. 5.2).

Tableau 1.4 – Caractéristiques des deux étages d'OA de CHARA

Caractéristiques	TELAO	LABAO
Nombre d'actuateurs	60	37
Analyseur de front d'onde	Shack-Hartmann	
Nombre de sous-pupilles	36	32
Fréquence d'acquisition d'images (Hz)	500	40
Fréquence de la correction (Hz)	max 500	10

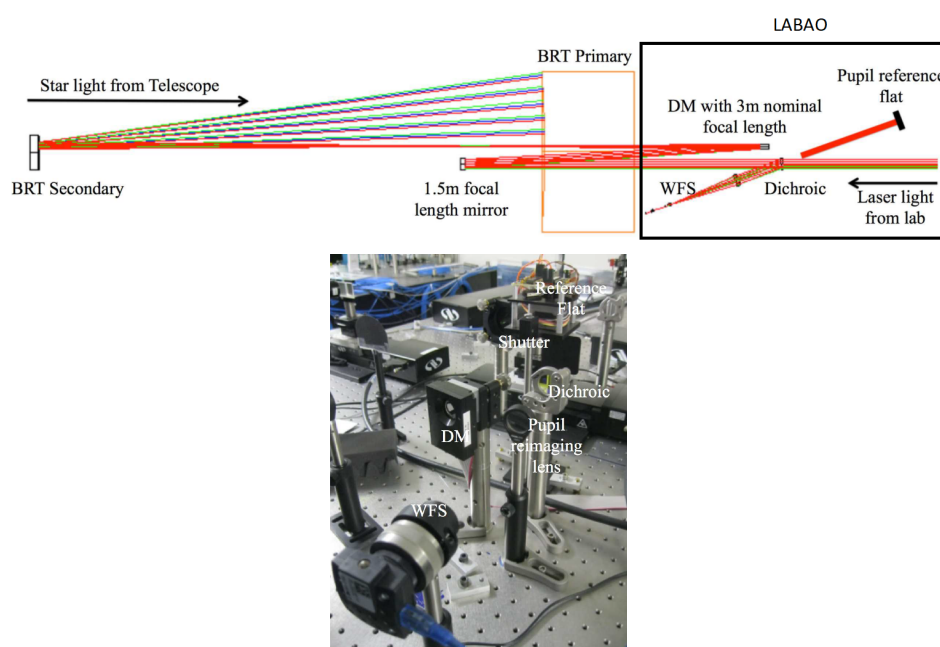


FIGURE 1.16 – En haut : schéma du chemin optique sur la table de recombinaison avec LABAO. En bas : photographie de LABAO. Source : ten Brummelaar et al. (2014).

Le dernier interféromètre en service est NPOI, situé à Flagstaff, en Arizona. Il est codirigé par l'observatoire de Lowell et la Navy. Cet établissement est principalement exploité par cette dernière qui a besoin de relevés astrométriques précis pour améliorer la précision des GPS. Il dispose de 21 stations de 12 cm de diamètre mais ne peut en utiliser que 6 simultanément au maximum. Ses bases s'étendent, actuellement, de 16 à 80 mètres, ce qui lui permet d'avoir une forte capacité d'imagerie et une résolution angulaire de 2.6 mas à 1 μ m.

Enfin, le Magdalena Ridge Observatory est en train de construire un interféromètre visible et infrarouge dont les bases s'étendront de 7.8 à 340 mètres. Sa résolution angulaire maximale serait donc de 0.61 mas. Ses objectifs sont l'astrophysique, l'imagerie d'objets complexes (comme des satellites) et la formation professionnelle ⁶.

6. <http://www.mro.nmt.edu/about-mro/interferometer-mroi/>

1.4.3 Modes de recombinaison

Il existe deux façons de recombinaison des faisceaux : la recombinaison mono-axiale ou multi-axiale (Fig. 1.17). La recombinaison mono-axiale requiert un codage temporel des franges. Elle est adaptée au domaine infrarouge (Tab. 1.2 et 1.3) où la cohérence est moins perturbée par la turbulence et où les détecteurs disposaient d'un pixel unique. Tout le flux est concentré sur un seul pixel ce qui permet une lecture rapide (environ 1 kHz) et avec un RSB plus grand que si le flux était réparti sur plusieurs pixels, compte tenu du bruit de lecture. Le temps d'intégration est suffisamment court par rapport au temps de cohérence atmosphérique pour enregistrer les franges.

La recombinaison multi-axiale code spatialement les franges. La figure d'interférences est donc entièrement obtenue sur une image. Cette recombinaison est beaucoup utilisée pour le domaine visible (Tab. 1.2 et 1.3). En effet, les détecteurs visibles sont suffisamment sensibles pour pouvoir utiliser une matrice de pixels sur laquelle coder les franges.

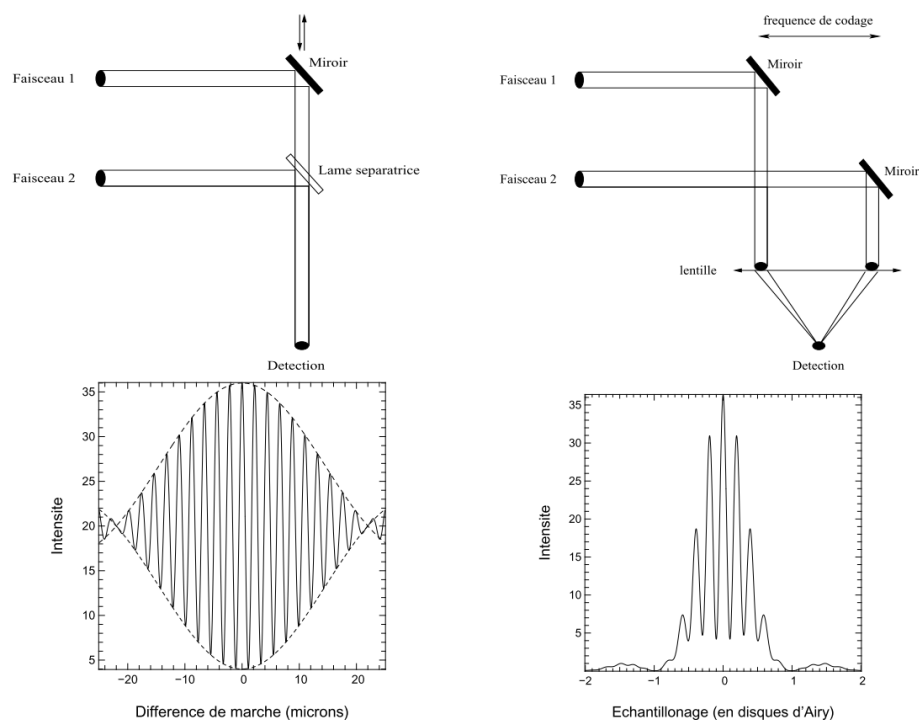


FIGURE 1.17 – Schéma de principe des modes de recombinaison (Tatulli 2004). A gauche : recombinaison co-axiale. Les franges sont obtenues par la modulation temporelle de la différence de marche et sont enregistrées sur un seul pixel. L'interférogramme est multiplié par l'enveloppe de cohérence temporelle de la source. A droite : recombinaison multi-axiale. Les franges sont codées spatialement et l'interférogramme est directement projeté sur le détecteur. Les franges sont multipliées à la fois par l'enveloppe de cohérence temporelle des franges et par la tache de diffraction d'un télescope (visible sur le graphique de droite).

1.4.4 Interférométrie multimode ou monomode

En plus du mode de recombinaison qui définit le codage des franges, il y a deux façons de créer des interférences malgré la turbulence atmosphérique.

1.4.4.1 L'interférométrie multimode

Les télescopes utilisés en interférométrie peuvent faire 1 mètre de diamètre comme à CHARA, ou plus comme c'est le cas au VLTI. Avec de tels diamètres, sans optique adaptative ou dans le cas d'une correction partielle, l'image est convoluée par une figure de tavelures. De la même manière, la

recombinaison de deux télescopes créent un nouveau motif de tavelures dans lequel se trouvent les interférences (Fig. 1.18). Compte tenu de la variabilité de la figure de tavelures au cours du temps, une approche statistique est nécessaire. Cette technique s'appelle l'interférométrie multimode.

L'unique instrument en interférométrie visible, longue base et multimode est VEGA (Visible spEctroGraph and polArimeter). Il a été développé par les laboratoires Lagrange, le Centre de Recherche Astrophysique de Lyon et l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble et a été installé en 2007 à CHARA. Il s'agit d'un spectro-interféromètre visible (0.45 à 0.85 μm) à 4 télescopes dont la résolution spectrale peut être de 1700, 5000 ou 30000. Cela fait de VEGA le recombineur visible avec la plus haute résolution spectrale jamais conçu. Il peut faire des mesures de visibilité simples mais aussi des mesures de visibilités différentielles. C'est le seul instrument visible qui en soit capable. Toutefois, il ne peut pas mesurer de clôture de phase. Il est utilisé sur des programmes astrophysiques divers : étude des méthodes de mesure de distance utilisant les céphéïdes (Nardetto et al. 2017), des objets jeunes (Perraut et al. 2016), des paramètres des exoplanètes (Ligi et al. 2016), l'étude des étoiles de type Be (Mourard et al. 2015) ou de celles qui ont une faible métallicité (Creevey et al. 2015).

Cet instrument dispose d'un polarimètre permettant de faire des mesures en tenant compte de la polarisation de la lumière. Il est équipé d'un spectrographe avec une fente d'entrée, de plusieurs réseaux (selon la résolution spectrale voulue) et de deux caméras à comptage de photons ICCD.

En théorie, la fente doit être suffisamment large pour ne laisser passer qu'une seule tavelure (Fig. 1.18). Dans le cas contraire, les interférences sont brouillées du fait de la superposition de tavelures incohérentes entre elles. En pratique, la fente en laisse passer deux (sa largeur vaut deux fois la largeur à mi-hauteur d'une tavelure) afin d'augmenter le flux dans l'instrument, sans trop brouiller les franges.

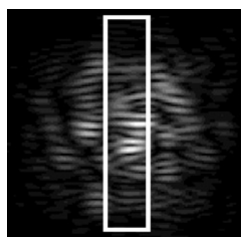


FIGURE 1.18 – Simulation d'une figure d'interférence à l'entrée de la fente de VEGA, on y distingue les tavelures striées par les franges d'interférences. Source : Mourard et al. (2009).

Ce choix technique est particulièrement judicieux dans le cas où le rapport de Strehl n'excède pas 20%, ce qui est le cas sur CHARA lorsqu'il n'y a pas d'optique adaptative. Dans ce cas, l'interférométrie multimode permet d'obtenir un meilleur RSB qu'avec l'interférométrie monomode pour une magnitude limite donnée (Tatulli et al. 2004).

VEGA présente deux limitations bien identifiées et qui sont peu compatibles avec les OA de CHARA :

- les caméras à comptage de photons : leur faible plage de linéarité conduit facilement à leur saturation si le flux devient trop important (une étoile de magnitude inférieure à 4 par exemple (Mourard et al. 2012)).
- le multimode : grâce à l'OA de CHARA, on devrait atteindre des rapports de Strehl de 20 à 25% contre environ 1% actuellement. D'après Tatulli et al. (2004), l'interférométrie monomode est plus intéressante à partir de ce niveau de rapport de Strehl. Par ailleurs, le multimode n'offre pas de RSB suffisant pour mesurer de faibles visibilités (la valeur minimale atteinte par VEGA est d'environ 0.15) ni pour mesurer des clôtures de phase (Mourard et al. 2012).

Une réflexion sur un nouvel instrument tirant parti de l'évolution de CHARA a alors été menée (Sec. 1.4.5).

1.4.4.2 L'interférométrie monomode

L'idée d'utiliser les fibres optiques en interférométrie longue base émerge dans les années 80. On anticipait alors la création d'interféromètres avec un nombre croissant de télescopes et les projets d'interféromètres spatiaux tels que TRIO (Labeyrie et al. 1982). Ce dernier se voit proposer une simplification dans sa conception en utilisant des fibres optiques (Connes et al. 1985).

Froehly (1981) et Connes et al. (1985) énoncent les principes de base du filtrage modal (qui permet de retirer les aberrations de phase des plans d'onde). De plus, Froehly (1981) compare qualitativement les performances des fibres monomodes et multimodes en interférométrie. Connes et al. (1985) se confrontent également au problème du comportement de la polarisation de la lumière dans une fibre optique monomode. L'approfondissement de l'aspect du filtrage spatial et de son application en interférométrie débute avec les travaux de Shaklan & Roddier (1987). Ils se sont notamment intéressés à l'injection dans une fibre optique après une correction par un système d'optique adaptative. Ils montrent également que le couplage maximal est de 80% sans turbulence atmosphérique ni d'obstruction centrale sur la pupille. Cette limite fondamentale correspond aux limites du recouvrement du profil gaussien de la fibre par la tache d'Airy qui n'est que de 80% au mieux. Coudé du Foresto et al. (2000) proposent une relation simple entre le rapport de Strehl et le taux de couplage (Sec. 5.2.1.2). Il faudra attendre Pierre Mège qui a décrit précisément, dans sa thèse, les mécanismes à l'œuvre dans la propagation d'une onde lumineuse dans une fibre.

A côté de l'analyse sur la compréhension de la propagation des ondes lumineuses dans les fibres optiques et sur les contraintes de polarisation, d'autres équipes se sont orientées vers son application directe en interférométrie. Shaklan et al. (1992) ont montré que l'estimateur de visibilité d'un interféromètre fibré est indépendant du seeing et est non biaisé. Pour cela, la calibration du contraste des franges par l'intensité des flux des télescopes est nécessaire. Cela conduit au projet du *Fiber Linked Unit for Optical Recombination* FLUOR (Coudé du Foresto & Ridgway 1992) qui est le premier instrument scientifique utilisant des fibres optiques comme filtrage spatial dans la bande K et montre que l'erreur relative sur la mesure des visibilités peut être inférieure à 1%.

Verinaud (2000) a étudié l'impact d'une correction partielle par un système d'optique adaptative pour l'interférométrie multimode au GI2T. Une de ses conclusions est que la correction partielle biaise l'estimation de la visibilité et que l'usage du filtrage spatial monomode avec calibration photométrique peut y remédier. Son travail achève de montrer que l'optique adaptative et le filtrage spatial sont indissociables pour obtenir de nouvelles performances en sensibilité et précision en interférométrie optique.

L'étude du couplage d'un front d'onde corrigé est intimement lié à l'étude du front d'onde dans le cadre de l'optique adaptative. Les efforts se sont concentrés pour l'interférométrie infrarouge où les corrections apportées par l'OA sont bonnes (rapport de Strehl supérieur à 40%). Tous ces travaux ont également permis l'émergence d'instruments fibrés tels que AMBER (Petrov et al. 2007) ou plus récemment GRAVITY (Gravity Collaboration et al. 2017) qui peuvent fonctionner avec une OA. Les études de l'injection se poursuivent actuellement en coronagraphie dans le cas des optiques adaptatives extrêmes qui atteignent des rapports de Strehl supérieurs à 90%, avec le *Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics* (SCEXAO) (Jovanovic et al. 2016).

Aujourd'hui, l'usage des fibres optiques est suffisamment mature dans l'infrarouge pour être étendu au visible. Le défi de l'interférométrie visible est alors de réussir à maîtriser le couplage entre les flux de plusieurs télescopes et leurs fibres respectives (Chap. 5).

1.4.5 Évolution de l'interférométrie visible

Il y a actuellement 4 recombineurs visibles en service, avec des conceptions différentes définies par les objectifs scientifiques et l'infrastructure dans laquelle ils sont intégrés.

Le premier des quatre recombineurs à être exploité est l'instrument CLASSIC de l'interféromètre NPOI (Mozurkewich 1994). Il s'agit d'un recombineur coaxial à trois télescopes, mis en service en

1994. Le petit diamètre de ses stations fait qu'il est insensible à la turbulence atmosphérique, puisque le diamètre est inférieur ou égale au paramètre de Fried (qui est typiquement de 10 cm dans le visible). CLASSIC est dédié à l'astrométrie, essentiellement pour affiner la précision du positionnement par GPS. Il a également publié une dizaine de publications scientifiques entre sa mise en service et 2006.

Le deuxième instrument à être opérationnel est PAVO (Ireland et al. 2008), en 2008. Il peut recombiner jusqu'à trois télescopes. Il dispose d'un masque, avec trois ouvertures, disposé dans un premier plan image, qui permet de filtrer spatialement les plans d'onde pour enlever les fluctuations de phase dues à la turbulence atmosphérique. La disposition des ouvertures définit la base reconfigurée selon laquelle les interférences sont créées. C'est un instrument multi-axial qui crée les interférences dans le plan pupille. Une mesure de la visibilité dans ce plan a un meilleur RSB que dans le plan image, mais ce n'est pas le cas pour la clôture de phase (Chelli & Mariotti 1986). Il est alors possible d'obtenir une erreur sur une détermination de diamètre de l'ordre de 1% et de faire des mesures d'assombrissement centre-bord (White et al. 2013).

Le troisième instrument est VEGA (Mourard et al. 2009) qui a été présenté dans la Section 1.4.4.1.

Enfin, le dernier instrument à être en service est le recombineur VISION (Garcia et al. 2016) à NPOI. C'est le premier instrument visible à utiliser des fibres optiques monomodes gaussiennes à maintien de polarisation. Comme le recombineur NPOI, il n'est pas sensible à la turbulence atmosphérique grâce aux petits diamètres des sidérostats. De ce fait, le rapport de Strehl est élevé donc le taux d'injection aussi. Il a prouvé l'intérêt de l'utilisation conjointe des fibres optiques et des EMCCD mais a peu de résultats scientifiques.

En 2017, une communauté internationale et multidisciplinaire a rédigé un livre blanc mettant à jour les besoins astrophysiques auxquelles l'interférométrie visible devrait répondre (Stee et al. 2017). Les objectifs principaux sont la détermination des paramètres fondamentaux des étoiles et l'étude de leurs environnements proches. Sur le plan technique, ces nouveaux objectifs nécessitent l'accès à des objets faibles ou la capacité de faire des images. La première condition requiert l'augmentation de la magnitude limite (jusqu'à la magnitude 8 en bande R d'après Mourard et al. (2017)). La deuxième condition impose la capacité de mesurer de faibles visibilités ($V^2 < 0.01$) jusqu'à la magnitude 5. Une visibilité si basse implique une erreur relative sur la mesure de visibilité au carré inférieure à 0.5%.

Avec l'avènement de l'optique adaptative sur CHARA, l'équipe de VEGA s'est orientée vers le développement de l'interférométrie visible monomode. Cette réflexion a abouti au prototype FRIEND qui prépare le développement d'un futur instrument recombinaut jusqu'à 6 télescopes, appelé SPICA (Mourard et al. 2017, 2018) (qui est détaillé dans les perspectives de la thèse). L'objectif de FRIEND est de valider deux aspects importants pour l'interférométrie visible, qui devrait permettre à la prochaine génération d'instruments de satisfaire les besoins scientifiques. Le premier est le filtrage spatial par des fibres optiques monomodes pour améliorer la précision des mesures. Le deuxième est une sensibilité accrue grâce aux EMCCD et à l'optique adaptative (Berio et al. 2014), pour accéder aux visibilités faibles ou des étoiles faibles. De ce fait, durant ma thèse, je vais caractériser et établir les premières performances du premier recombineur fibré interfacé avec une optique adaptative, dans le visible. Ces travaux consistent en des simulations, des expériences en laboratoire et des observations en conditions réelles (Annexe B).

Présentation du prototype FRIEND

Sommaire

2.1	Présentation du concept	24
2.2	Localisation à CHARA	24
2.3	Description des modules de FRIEND	25
2.3.1	Le module d'injection	27
2.3.2	Le module de recombinaison	28
2.4	Principes de fonctionnement d'une ICCD et d'une EMCCD	30
2.5	OCAM²	33
2.5.1	Présentation	33
2.5.2	Chaîne de bruits dans une EMCCD	33

FRIEND est un spectro-interféromètre à 3 télescopes multi-axial à franges dispersées spectralement. Il est équipé de fibres optiques monomodes à maintien de polarisation de profil approximé par une gaussienne¹ qui filtrent spatialement le signal (Froehly 1981). Il opère dans la bande R, de 630 à 750 nm, et bénéficie des systèmes d'alignement de VEGA (Mourard et al. 2009) et de coalignement de CHARA. Son détecteur est l'EMCCD OCAM² de First Light Imaging (Feautrier et al. 2011).

Dans ce chapitre, je présente le concept de FRIEND, son intégration optique dans l'architecture de CHARA puis je décris ses composants et son détecteur. Ces descriptions posent le cadre des expériences qui seront menées sur cet instrument.

1. que je mentionnerai simplement « profil gaussien » par la suite.

2.1 Présentation du concept

Le principe de FRIEND est illustré Figure 2.1. Le front d'onde en provenance d'une étoile est perturbé par la turbulence atmosphérique, ce qui induit notamment du piston différentiel et du Tip-Tilt du front d'onde (voir Sec. 1.2). Après être collecté par les miroirs de trois télescopes, il arrive sur l'OA qui le corrige partiellement, dans le visible. Les faisceaux visibles sont envoyés des télescopes jusqu'aux trois premières voies de VEGA (Fig. 2.2) grâce aux trains optiques de CHARA (ten Brummelaar et al. 2005). Ils traversent ensuite le Module de Compensation de la Biréfringence (MCB) puis arrivent dans le module d'injection. Ils sont alors injectés dans les fibres optiques de FRIEND où ils sont filtrés spatialement. La distribution spatiale de l'intensité de l'onde à la sortie des fibres peut être décrite par un profil approximé par une gaussienne (Marcuse 1982). Dans le module de recombinaison, les faisceaux sont dispersés spectralement et les interférences sont créées puis projetées sur le détecteur.

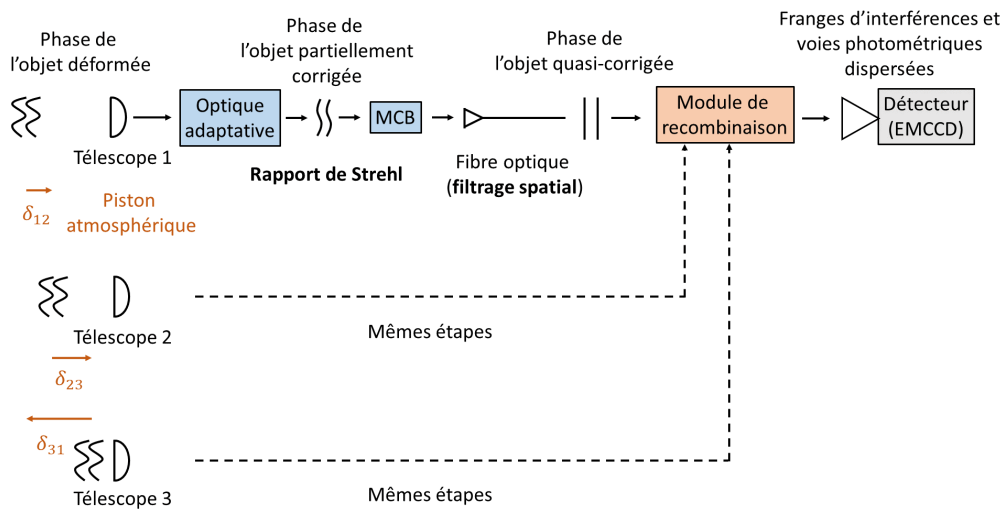


FIGURE 2.1 – Schéma conceptuel de FRIEND. Les ondes, déformées par la turbulence atmosphérique, sont collectées par les télescopes et partiellement corrigées par les OA. Elles traversent ensuite le module de compensation de la biréfringence des fibres (MCB), puis sont injectées dans les fibres optiques où elles sont filtrées spatialement. Celles-ci mènent les ondes dans le module de recombinaison où elles sont collimatées. Les interférences y sont créées et projetées sur le détecteur.

2.2 Localisation à CHARA

FRIEND est installé dans le laboratoire focal de CHARA sur la table optique de VEGA (Fig. 2.2). L'implantation optique de cet instrument est décrite dans Mourard et al. (2009) et j'en reprends ici les éléments essentiels. Les faisceaux V1 à V4 proviennent du *Beam Sampling System* puis vont jusqu'à un périscope qui les envoie vers l'Interface Optical Table (IOT) de VEGA. Ils entrent dans le *Beam Compressor* (BCP) avec un diamètre de 19 mm et en sortent avec un diamètre de 5 mm. De plus, le BCP positionne longitudinalement les plans pupilles de CHARA sur ceux de VEGA. Le positionnement latéral des pupilles, qui est critique pour l'alignement de FRIEND, est fait par les miroirs supérieurs du périscope. Un dispositif permet d'envoyer vers VEGA les faisceaux des télescopes ou ceux du *Calibration and Alignment Unit* (CAU), qui sert à l'alignement et à la calibration spectrale de VEGA. Les faisceaux arrivent ensuite à l'*Image and Pupil Mechanism*. Celui-ci les redirige soit vers l'*Image and Pupil Sensor* (IPS) pour vérifier l'alignement des plans pupilles, soit vers le spectrographe de VEGA. FRIEND dispose d'un système de renvoi des faisceaux V1 à V3 vers les fibres optiques (qui sera illustré Fig. 2.7). Celui-ci est monté sur une platine de translation qui lui permet d'intercepter les faisceaux en direction du spectrographe de VEGA. L'avantage de cette configuration est que FRIEND pourra être aligné sur les faisceaux de CHARA grâce aux systèmes et sources lumineuses utilisés par

VEGA. Il peut ainsi profiter de la source interne blanche pour acquérir les données de calibration et la lampe spectrale pour faire sa calibration spectrale.

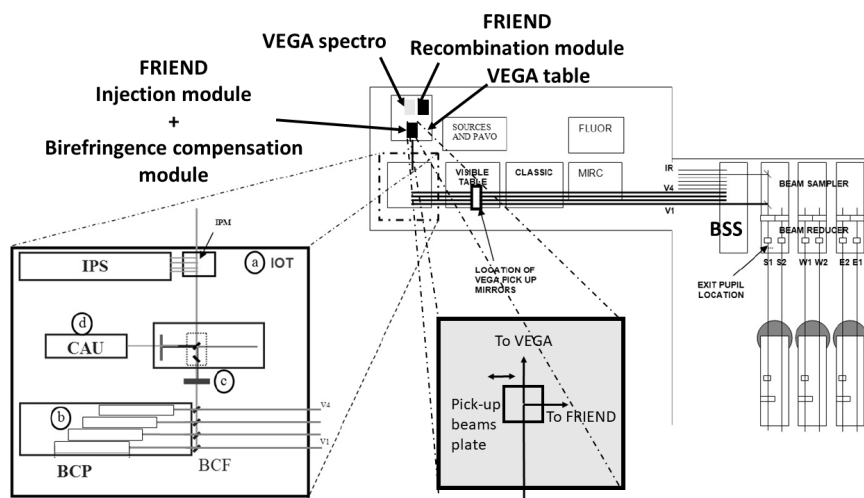


FIGURE 2.2 – Localisation de FRIEND dans CHARA (Source : Mourard et al. (2009)).

2.3 Description des modules de FRIEND

La figure 2.3 montre le schéma de FRIEND. On y distingue trois modules : le module de compensation de la biréfringence des fibres (Fig. 2.4), le module d'injection (Fig. 2.5) et le module de recombinaison (Fig. 2.6). Ces deux derniers sont liés par les fibres optiques. Le premier module compense les effets de la biréfringence des fibres sur la visibilité instrumentale et est décrit en détail dans la Section 5.3. Il est monté sur une platine de translation permettant de le retirer de l'axe optique lorsque VEGA est utilisé. Le module d'injection gère l'injection des faisceaux dans les fibres optiques qui les acheminent vers le module de recombinaison. Là, les faisceaux sont dispersés spectralement puis les interférences sont créées et projetées sur le détecteur.

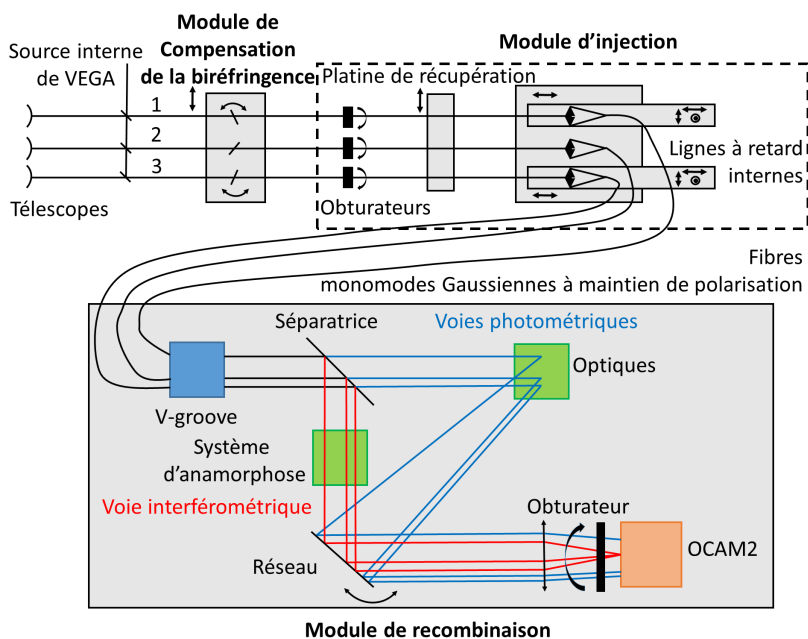


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de FRIEND. Les flèches indiquent le mouvement possible des composants. Le prototype est constitué de 3 modules : celui de compensation de la biréfringence, celui d'injection et celui de recombinaison.

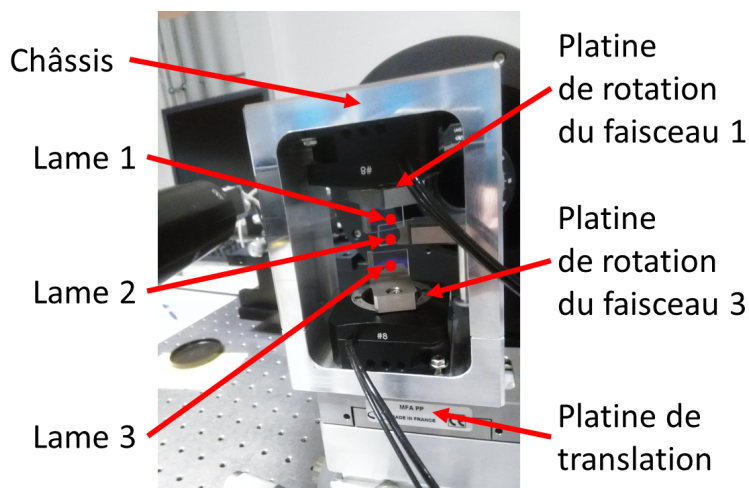


FIGURE 2.4 – Photographie du module de compensation de la biréfringence des fibres. Les lames 1 et 3 sont orientables. La lame 2 est fixe et l'angle d'incidence du faisceau sur cette lame est de 40° .

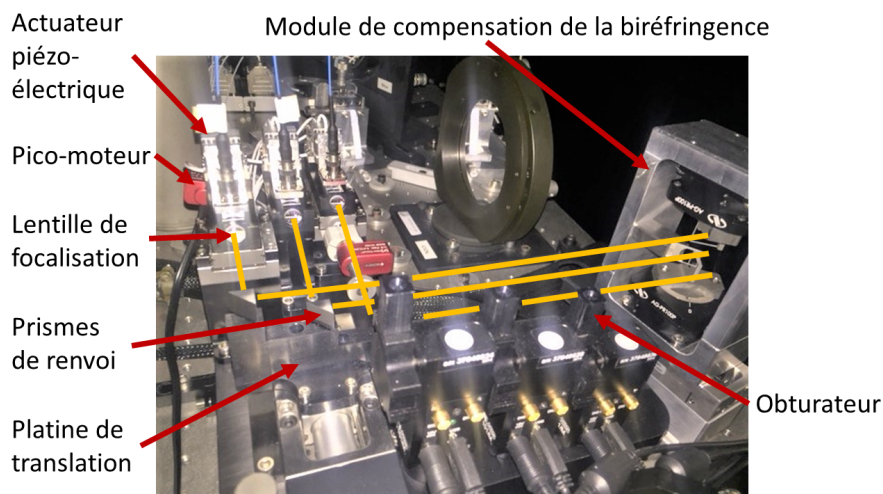


FIGURE 2.5 – Photographie du module d'injection. Après les obturateurs, les faisceaux lumineux (en jaune) arrivent sur des prismes de renvoi qui les redirigent vers l'optique d'injection dans les fibres.

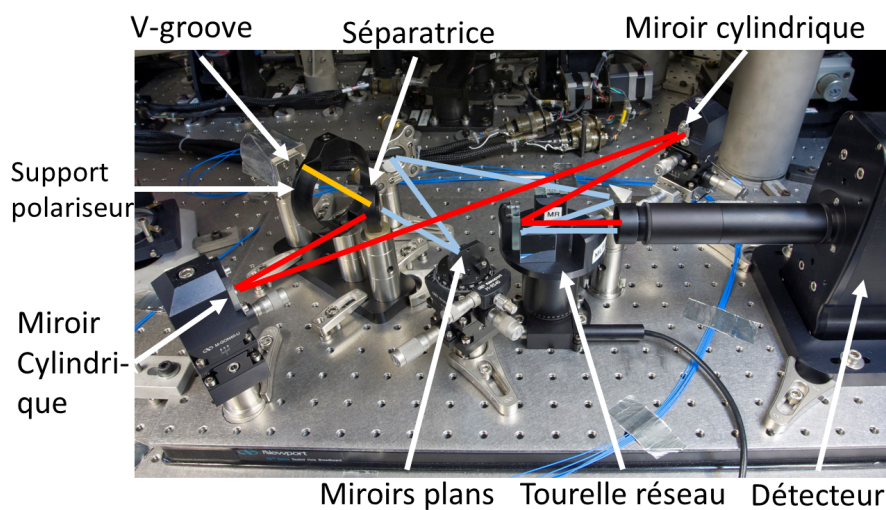


FIGURE 2.6 – Photographie du module de recombinaison. La voie interférométrique est en rouge et les voies photométriques sont en bleu.

2.3.1 Le module d'injection

L'objectif du module d'injection est d'envoyer les faisceaux en provenance des télescopes dans les fibres optiques (Fig. 2.7).

Les faisceaux, de 5 mm de diamètre, peuvent être interrompus par des obturateurs selon le nombre de télescopes à utiliser. Ils sont ensuite envoyés vers les doublets de focalisation grâce à des prismes de renvoi achromatique dans la bande R. Les faisceaux sont focalisés sur l'entrée des fibres grâce à des doublets achromatiques dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 2.1. Ils sont ensuite redirigés, grâce à d'autres prismes de renvoi, vers les fibres (Tab. 5.1) qui les transportent vers le module de recombinaison. Elles font environ 3 m de longueur chacune. Les différences de chemin optique induites par leurs longueurs inégales sont compensées par les lignes à retard internes réglables grâce à des pico-moteurs². Les indices de réfraction des fibres dépendant de la longueur d'onde, il y a une dispersion chromatique du faisceau dans le matériau. Il a été fait en sorte (en ajustant finement les longueurs des fibres par polissage) qu'elle soit identique pour les trois fibres donc l'enveloppe de cohérence et la visibilité instrumentale ne sont pas affectées par cet effet.

Les fibres sont montées dans des connecteurs disposés sur des actuateurs piézo-électriques 3 axes qui permettent leur positionnement précis (Tab. 2.1). Cela permet d'aligner FRIEND avec les faisceaux lumineux et d'optimiser très finement l'injection.

Ces actuateurs et les derniers prismes de renvoi sont montés sur des lignes à retard internes (Fig. 2.7, à droite). Ces dernières sont pilotées par des pico-moteurs et sont utilisées pour cophaser FRIEND et VEGA (Sec. C). La course de ces lignes (Tab. 2.1) est largement supérieure à la longueur de cohérence de FRIEND (1.6 mm maximum pour une résolution spectrale de 2400 à 690 nm).

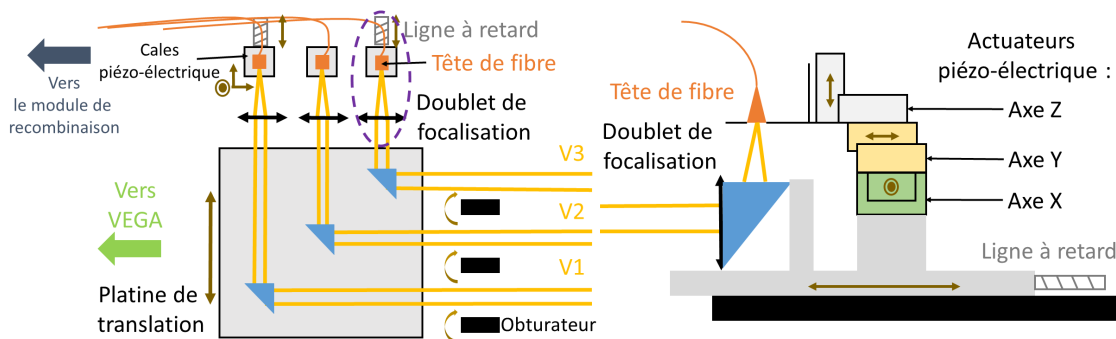


FIGURE 2.7 – Schémas du module d'injection. A gauche : vue de dessus. A droite : vue de droite du détail de l'optique d'injection (entouré en violet à gauche). Les faisceaux (en jaune) proviennent de l'IOT. Les flèches marron indiquent les axes des mouvements possibles des composants.

Tableau 2.1 – Caractéristiques des composants du module d'injection

Lentilles d'injection		Actuateurs piézo-électriques		Lignes à retard	
Focale	18 mm	Course totale	12 mm	Course	12.7 mm
Diamètre	9 mm	Précision	< 1 nm	Précision	30 nm

2. <https://www.newport.com/p/8301NF>

2.3.2 Le module de recombinaison

Le module de recombinaison (Fig. 2.8) permet de créer les figures d'interférences, de les calibrer par la mesure du flux des voies photométriques puis de disperser spectralement l'ensemble avant d'imager le tout sur le détecteur.

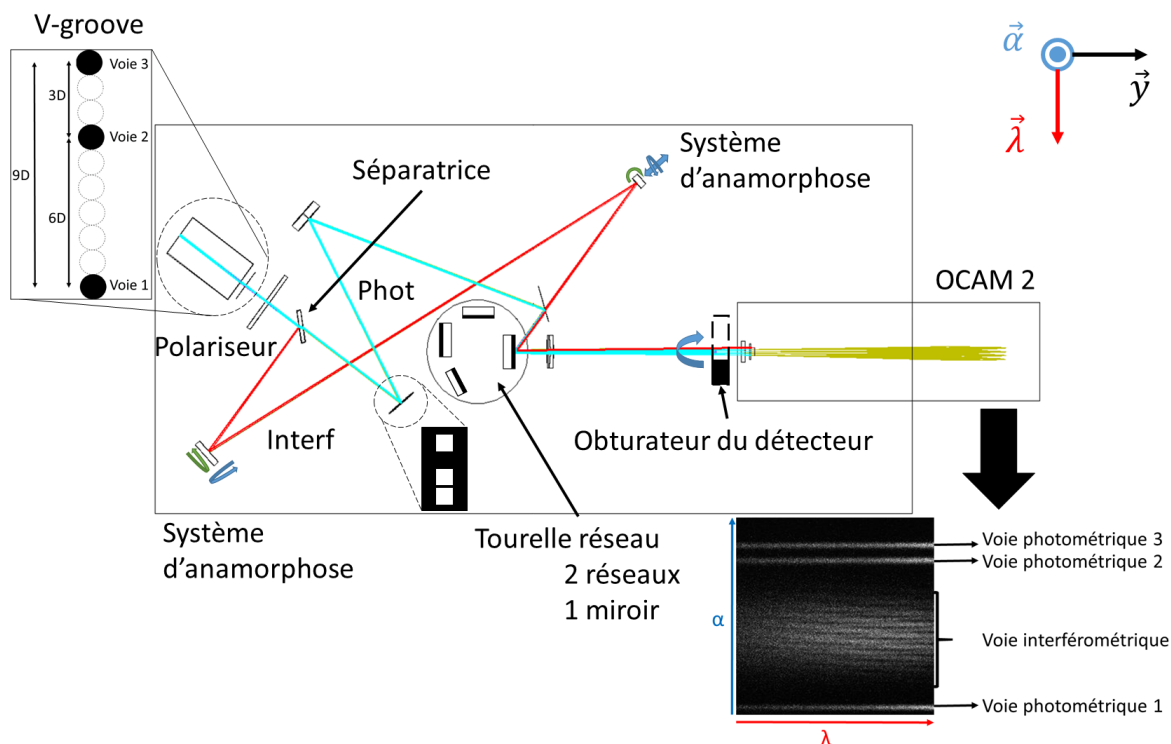


FIGURE 2.8 – Schéma du module de recombinaison. La voie interférométrique est en rouge et les voies photométriques sont en bleu. On y voit la disposition des segments du premier miroir des voies photométriques qui vont les agencer sur le détecteur. La tourelle-réseau est détaillée avec les différents modes spectraux. Le schéma du V-groove est affiché en haut à gauche. L'image du signal de FRIEND sur le détecteur est donné en bas à droite, l'axe horizontal est l'axe de dispersion spectrale et l'axe vertical est l'axe spatial.

Les fibres sont collées sur un V-groove à l'entrée du module de recombinaison et les faisceaux sont collimatés en sortie des fibres. La focale des lentilles de collimation en sortie du V-groove est de 12 mm pour assurer une homogénéité en intensité dans le plan-pupille (Tab. 2.2). Le diamètre des faisceaux collimatés est de 1.4 mm. Le V-groove réarrange les fibres pour créer des bases reconfigurées (Fig. 2.8 en haut à gauche et Tab. 2.2) non-redondantes entre elles. Les faisceaux 2 et 3 forment la plus petite base reconfigurée (Base 1), les faisceaux 1 et 2 forment la base intermédiaire (Base 2) et les faisceaux 1 et 3 forment la plus grande base (Base 3).

Tableau 2.2 – Caractéristiques du V-groove

Focale des lentilles de collimation	12 mm
Diamètre des lentilles de collimation D_p	1.4 mm
Bases reconfigurées	$3D_p - 6D_p - 9D_p$
Diamètre des faisceaux de sortie	1.4 mm

Il est possible d'insérer un filtre polarisant (inutilisé pendant les observations) en sortie du V-groove qui a servi à caractériser la biréfringence des fibres (Sec. 5.3.1).

Les faisceaux arrivent sur une lame séparatrice³ 70/30 qui envoie 70% du flux vers la voie interférométrique et les 30% restants dans trois voies photométriques (Fig. 2.8), En moyenne sur la bande spectrale. Il est possible qu'elle induise un déphasage entre les états de polarisation de la lumière. Toutefois, cela n'a jamais été mis en évidence et l'effet est indiscernable de celui provoqué par la biréfringence des fibres. C'est pourquoi l'étude de la biréfringence des fibres, présentée dans la Section 5.3, prend aussi en compte l'effet possible de la séparatrice.

Les voies photométriques permettent de mesurer les flux de chaque télescope afin d'étalonner le contraste des franges. Les trois faisceaux de la voie interférométrique créent les franges d'interférences. Les faisceaux empruntant cette voie-ci (Fig. 2.8) sont réfléchis par deux miroirs cylindriques (Tab. 2.3) dont les axes parallèles, formant ainsi un système anamorphique. Les faisceaux sont anamorphosés dans la direction spatiale afin d'échantillonner correctement les franges (voir *infra*). De plus, le flux surfacique est constant entre toutes les voies. Les réponses des pixels sont donc identiques, ce qui évite l'introduction d'un biais de la part du détecteur lors de la calibration du contraste des franges. En effet, un déséquilibre peut provoquer une saturation d'une voie photométrique ou de la voie interférométrique, empêchant ainsi cette opération.

Tableau 2.3 – Caractéristiques du système d'anamorphose

Focale du premier miroir cylindrique	360 mm
Focale du deuxième miroir cylindrique	30 mm
Rapport d'anamorphose	12

Les voies photométriques sont réfléchies par trois petits miroirs (5 × 5 mm) après la séparatrice (Fig. 2.8). Ces miroirs sont inclinés différemment les uns par rapport aux autres pour disposer les voies photométriques sur le détecteur. Ensuite, elles sont réfléchies sur un miroir plan puis passent par un prisme de renvoi pour arriver sur le réseau.

Toutes les voies arrivent sur la tourelle-réseau où les faisceaux sont dispersés en longueur d'onde selon différentes résolutions spectrales (Fig. 2.8). La tourelle dispose de 2 réseaux et d'un miroir. Le premier réseau est un réseau basse résolution ($\mathfrak{R} = 207$) et le deuxième est un réseau moyenne résolution ($\mathfrak{R} = 2400$) décliné en trois modes (Tab. 2.4). Le miroir est utilisé pour contrôler l'injection et la position des différentes voies sur le détecteur. Durant toute la thèse, seuls le miroir et le réseau basse résolution seront utilisés. Enfin, les quatre voies sont projetées sur le détecteur (Fig. 2.8, en bas à droite).

Tableau 2.4 – Caractéristiques des différents modes spectraux de FRIEND. \mathfrak{R} est le pouvoir de résolution, $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale.

Nom du mode	\mathfrak{R}	Bande spectrale projetée sur le détecteur (nm)	Domaine spectral (nm)
Low Resolution (LR)	207	120	630 - 750
Medium Resolution 1 (MR1)	2400	30	640 - 670
Medium Resolution 2 (MR2)	2400	30	690 - 720
Medium Resolution 3 (MR3)	2400	30	720 - 750
Miroir	0	-	-

L'interfrange est défini par :

$$i = \frac{\lambda f'}{b_{13}} f_{ana} / a_{px} \quad (2.1)$$

où $f' = 0.150$ m est la focale de la lentille de projection, b_{13} est la longueur de la grande base re-

3. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4808

configurée, $f_{ana} = 12$ est le rapport d'anamorphose et $a_{px} = 24 \mu\text{m}$ est la taille d'un pixel. Donc l'interfrange de la plus grande base reconfigurée est échantillonnée sur 3.7 pixels à 630 nm. Le théorème de Shannon, imposant un échantillonnage minimal d'une frange sur 2 pixels, est ainsi respecté.

Avec cette même focale, la bande spectrale du réseau à moyenne résolution projetée sur le détecteur (de 240 pixels de largeur) est de 30 nm soit un échantillonnage de 0.125 nm/pixel ($= 30/240$). Or la résolution spectrale élémentaire de ce réseau ($\Delta\lambda = \lambda/\mathfrak{R}$) est de 0.263 nm à 630 nm. L'échantillonnage est donc correct.

La distance focale de la lentille de projection est bien adaptée à l'échantillonnage spectral. Toutefois, elle induit un sous-échantillonnage dans la direction spatiale, compensé par l'anamorphose qui étire la figure d'interférence dans cette direction.

Les voies photométriques et interférométrique sont finalement projetées sur le détecteur.

2.4 Principes de fonctionnement d'une ICCD et d'une EMCCD

L'EMCCD et l'ICCD sont deux technologies conçues pour la détection des faibles flux et le comptage de photons.

Une ICCD est composée d'au moins un intensificateur d'image et d'une CCD (Fig. 2.9). Un intensificateur est constitué d'une photocathode sur laquelle arrivent les photons. Ceux-ci créent des photo-électrons qui sont accélérés dans des micro-canaux. Les photo-électrons ionisent alors le milieu et créent d'autres électrons d'où l'amplification du signal. Tous ces électrons interagissent avec la plaque de phosphore pour générer des gerbes de photons qui sont reçues par la CCD.

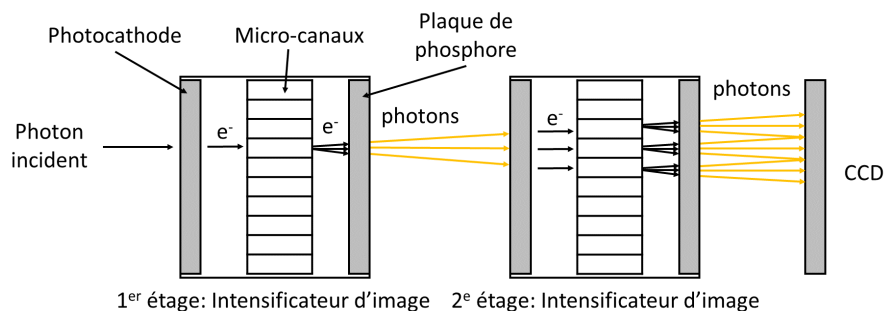


FIGURE 2.9 – Schéma de principe d'une Algol.

Une telle conception offre aux Algols, qui équipent VEGA, un gain d'amplification de 10^4 (très supérieur à ceux d'autres détecteurs comme les EMCCD dont le gain n'est que de l'ordre de 10^3) et un rendement quantique maximal de 40% uniquement (Blazit et al. 2008). De plus, ce système d'amplification fait que la réponse de ces détecteurs n'est pas linéaire en fonction de l'intensité du flux incident. Cela impose la condition de la détection d'un photon maximum par pixel par image. Par ailleurs, l'arrivée d'un photon sur la photocathode du premier intensificateur d'image entraîne la création d'une gerbe de photons sur la CCD. La distribution spatiale sur la CCD du signal d'un photon incident est modélisée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 1.6 pixels. La zone illuminée est donc un carré de 3×3 pixels (Blazit et al. 2008) comme illustré Fig. 2.10. Il est alors impossible de détecter deux photo-événements proches, i.e. séparés de moins de 1.5 pixels : c'est le phénomène de trou de centreur. Par conséquent, l'ICCD est très sensible à la saturation. Par exemple, VEGA ne peut détecter plus de 3600 photons par image sur une ICCD (Mourard et al. 2012) dont la surface utile de la matrice fait 800×600 pixels (soit 0.0075 photon/pixel).

Blazit et al. (2008) indique que le bruit limitant est le courant d'obscurité de la photocathode qui est de 5.5×10^{-4} électron/pixel/seconde. Connaissant la surface utile du détecteur et en considérant que le temps d'intégration est de 10 ms, le courant d'obscurité est donc d'environ 5.5×10^{-6} électron/pixel pour une image. Il n'y a donc que 2.6 électrons de bruit sur une image de 800×600 pixels.

Ce détecteur permet alors d'identifier clairement les zones de l'image où un photon a été détecté. Cela permet ainsi de faire du comptage de photons.

Contrairement à une ICCD, l'amplification du signal d'une EMCCD n'est pas effectuée avant la CCD par des intensificateurs d'image mais dans la CCD par le registre d'amplification situé entre le registre de lecture et le convertisseur analogique-numérique.

Le principe d'amplification est illustré par la Figure 2.11. Le registre est composé de plusieurs étages constitués d'un matériau semi-conducteur, placés en série et sous haute tension (environ 40 volts pour un gain d'environ 1000 sur l'OCAM² ([Camera test report 2014](#))). Les électrons en provenance du registre de lecture sont accélérés dans chaque étage grâce à la différence de potentiels imposée. Ils interagissent avec le milieu semi-conducteur et créent par ionisation, étage après étage, de nouveaux électrons d'où leur multiplication par effet cascade. Ensuite, le signal est numérisé par le convertisseur analogique-numérique qui succède au registre d'amplification.

Le gain d'amplification du nombre de photo-électrons dépend de la tension appliquée dans le registre d'amplification qui est déterminée par l'utilisateur.

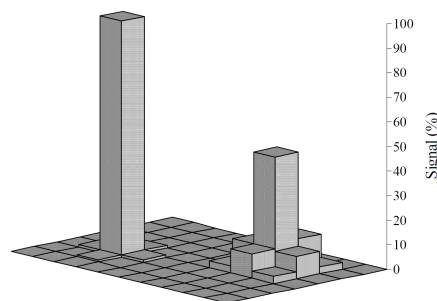


FIGURE 2.10 – A gauche : réponse d'une EMCCD à un photon incident, seul un pixel est illuminé. A droite : réponse d'une ICCD à un photon incident, un carré de 3×3 pixels est illuminé. L'EMCCD est donc capable de détecter 2 photons proches (sur deux pixels voisins) et n'est pas sujet au trou de centreur contrairement à l'ICCD. Crédit du schéma : [Denvir & Conroy \(2003\)](#).

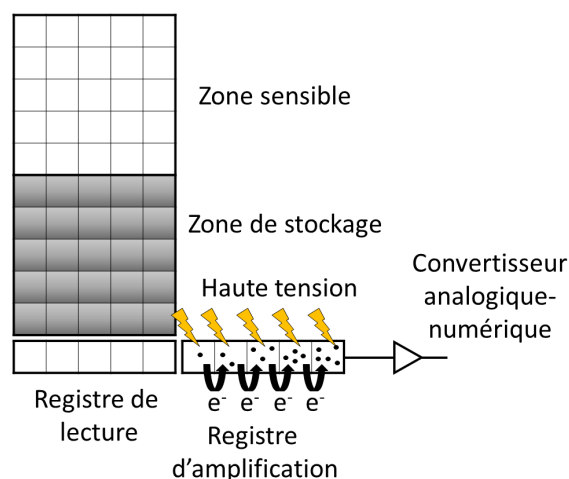


FIGURE 2.11 – Schéma de principe d'une EMCCD. On reconnaît la structure d'une CCD avec les zones sensible et de stockage, le registre de lecture et le convertisseur analogique-numérique. La multiplication des électrons est effectuée par le registre d'amplification situé entre le registre de lecture et le convertisseur.

L'EMCCD bénéficie des avantages de la CCD tels qu'une efficacité quantique supérieure à 90% (supérieure à celle d'une ICCD) dans le visible et la linéarité de la réponse à l'intensité du flux incident.

Une haute efficacité quantique augmente la probabilité de détection d'un photon incident d'où une capacité de détection des photons supérieure à une ICCD. La linéarité de la réponse du détecteur à l'intensité du flux incident permet de savoir si un pixel a reçu un ou plusieurs photons, contrairement à l'ICCD. Cette propriété permet également d'utiliser l'EMCCD de façon analogique (Sec. 3.2).

Comme l'ICCD, il est possible de faire du comptage de photons grâce à l'amplification du signal. En effet, avec un gain de 1000, le bruit de lecture de l'OCAM² est de 0.14 électron/pixel/image. Or un photon incident arrivant sur un pixel d'une image donne un photo-électron, ce qui est 6 fois supérieur au bruit de lecture.

Contrairement à l'ICCD, la détection d'un photo-événement sur une EMCCD correspond à l'illumination d'un seul pixel (Fig. 2.10) : il n'y a pas de phénomène de trou de centreur. Donc l'EMCCD est moins sensible à la saturation que l'ICCD.

L'EMCCD présente aussi des inconvénients nouveaux par rapport à l'ICCD. Comme pour une CCD, le signal de l'EMCCD est bruité, entre autres, par les courants d'obscurité et d'injection de charge (*Clock Induced Charge*, abrégé CIC, en anglais). Le courant d'obscurité (ou *dark current*, abrégé *dark*) provient de l'agitation thermique des électrons du semi-conducteur de la matrice de pixels, qui crée des photo-électrons parasites. Ce bruit dépend du temps d'intégration et de la température. Il peut donc être réduit en refroidissant le détecteur. Le courant d'injection de charge (ou *clock induced charge*, abrégé CIC) désigne les électrons parasites créés lors du transfert des photo-électrons d'une ligne de pixels à l'autre de la matrice. Il dépend de la fréquence d'horloge et du profil de tension qui régissent ce transfert. Ces deux bruits sont amplifiés et leurs photo-événements sont indiscernables de ceux constituant le signal utile sur une image. De ce fait, la sensibilité de l'EMCCD est limitée par ces bruits (Sec. 2.5.2). Dans le cas de l'OCAM², le courant d'obscurité est le bruit prédominant avec une valeur de 4.4 électrons/pixel/seconde. En effet, le refroidissement nominal du détecteur n'est que de -45°C , ce qui est insuffisant pour rendre le courant d'obscurité négligeable devant le courant d'injection de charge. Une image de l'OCAM², de 240×240 pixels intégrée pendant 10 ms, a 2.5×10^3 faux-événements contre 2.6 pour l'Algol (qui dispose pourtant d'un plus grand nombre de pixels) soit 1000 fois plus d'électrons de bruit que l'Algol. L'identification d'un photon incident sur une image fournie par l'OCAM² est donc moins évidente que sur une image fournie par l'Algol.

La comparaison des caractéristiques de l'Algol de VEGA et de l'OCAM² de FRIEND est résumée dans le Tableau 2.5. L'Algol est moins bruitée que l'OCAM², ce qui fait que VEGA est plus à même de détecter de très bas flux que FRIEND. Le principal point faible de cette EMCCD est son courant d'obscurité qui est trop élevé. Toutefois, cet inconvénient est compensé par tous ses autres atouts tels que le rendement quantique, la linéarité de sa réponse, la réponse de la matrice à un photon incident. Ils permettent à l'OCAM² de faire du comptage de photons, mais surtout de dépasser les limites de l'Algol qui brident les performances de VEGA : pas de trou de centreur et une moindre sensibilité à la saturation. De plus, ces avantages font de cette EMCCD un détecteur adapté à l'interférométrie monomode qui nécessite de faire de la photométrie pour étalonner le contraste des franges.

Il existe d'autres EMCCD comme la Andor iXon Ultra 897⁴ sortie en 2015. Le courant d'obscurité de ce détecteur peut atteindre 1.5×10^{-4} électron/pixel/seconde et le courant d'injection de charge est de 1.8×10^{-3} électron/pixel/image. Ce modèle (ultérieur à l'OCAM² qui est sortie en 2011 (Gach et al. 2011)) atteint donc un niveau de bruit, dominé par le courant d'injection de charge, qui n'est que trois fois supérieur à celui de l'Algol. On peut donc imaginer que les EMCCD égaliseront puis surpasseront les ICCD dans les prochaines années. Pour l'instant, les caractéristiques de l'OCAM² suffisent à dépasser les limitations de l'Algol comme je le montrerai dans la Section 6.4. C'est pourquoi cette EMCCD sera utilisée dans FRIEND lors de sa conception en 2014.

4. <http://www.andor.com/cameras/ixon-emccd-camera-series>

Tableau 2.5 – Comparaison des caractéristiques de l'Algol et de l'OCAM²

Caractéristique	Algol	OCAM ²
Efficacité quantique	0.4	0.9
Gain d'amplification	10 ⁴	10 ³
Taux de faux évènements (électrons/pixel/seconde)	5.5 × 10 ⁻⁴	4.4
Réponse à un photon incident (nombre de pixels illuminés)	3 × 3	1
Seuil de saturation (photons/pixel)	0.0075	0.86*

* : au gain maximum

2.5 OCAM²

2.5.1 Présentation

Les caractéristiques générales de l'OCAM² sont données dans le Tableau 2.6.

La matrice est divisée en 8 parties appelées "octants", de 60 × 120 pixels, qui se comportent chacun comme un détecteur indépendant avec ses propres registres d'amplification et de lecture (Fig. 2.12).

Taille de la matrice	240 × 240 pixels
Taille d'un pixel	24 μm
Nombre d'octants	8
Température d'opération	-45°C
Gain d'amplification max.	997
IPS max	1500 Hz
Bruit de lecture	< 1e ⁻
Gain système <i>K</i>	19.12 e ⁻ /ADU
Précision de numérisation	14 bits



Tableau 2.6 – Caractéristiques générales de OCAM². FIGURE 2.12 – Image brute du détecteur avec mise en évidence des octants et leur identification (dans un ovale) telle que spécifiée par le constructeur et leur bruit de lecture (dans un rectangle) en e⁻/px.

La conception segmentée du détecteur s'accompagne d'un bruit de lecture différent selon les octants : celui des octants latéraux est deux fois plus important que celui des octants centraux.

Seuls les octants centraux seront utilisés pour caractériser l'instrument et tester les concepts portés par FRIEND.

2.5.2 Chaîne de bruits dans une EMCCD

La caractérisation d'une EMCCD consiste essentiellement à comprendre les distributions statistiques de ses différents bruits. Hirsch et al. (2013) a répertorié et formalisé les bruits dans une EMCCD ainsi que leurs interactions selon une approche statistique dont je reprends ici les éléments essentiels. La chaîne de bruit est donnée dans la Figure 2.13. Chaque étape est décrite par la suite.

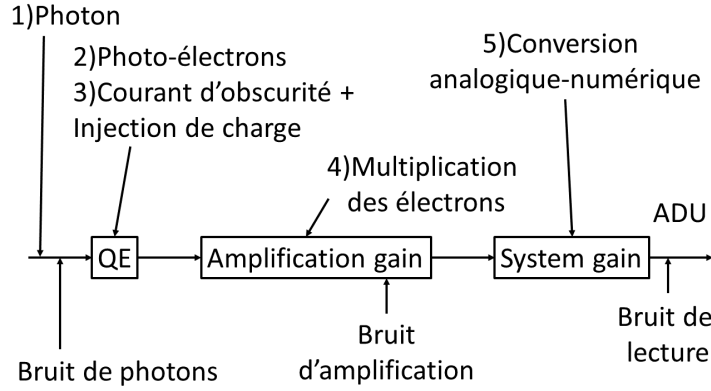


FIGURE 2.13 – Schéma de principe des sources de bruit au sein d'une EMCCD.

Étape 1 : l'émission de photon

Le flux incident est un flux de photons reçus par la matrice de pixels. Il est intrinsèquement bruité à cause de la nature quantifiée de la lumière : c'est le bruit de photons. Sa statistique est poissonnienne :

$$p(n_{\text{ph}}, I) = P(n_{\text{ph}}, \lambda = I) \quad (2.2)$$

où $p(n_{\text{ph}}, I)$ est la probabilité d'avoir n_{ph} pour un flux incident d'intensité I (en photons), $P(\lambda)$ est la distribution de Poisson de paramètre $\lambda = I$. La moyenne de cette distribution est alors égale à I .

Étape 2 : la création des photo-électrons

Les photons sont transformés en photo-électrons par effet photo-électrique. Cependant, chaque photon ne donne pas nécessairement un photo-électron. La probabilité d'un tel processus est définie par l'efficacité quantique (abrégé QE pour *quantum efficiency* en anglais). La distribution de probabilité est décrite par :

$$p(n_{\text{pe}}, I, \text{QE}) = P(n_{\text{pe}}, \lambda = I \text{QE}), \quad (2.3)$$

où $p(n_{\text{pe}}, I, \text{QE})$ est la probabilité d'obtenir n_{pe} photo-électrons pour un flux I donné et une efficacité quantique QE. La moyenne de cette distribution est égale à $I \text{QE}$.

Étape 3 : création d'électrons parasites par agitation thermique et par injection de charge

La distribution statistique du courant d'obscurité est aussi poissonnienne de paramètre $\lambda = c_{\text{dark}}$. Il en va de même pour celle du courant d'injection de charge dont le paramètre est $\lambda = c_{\text{CIC}}$.

Il s'agit des bruits limitant la sensibilité des EMCCD. En effet, le bruit de lecture est rendu négligeable grâce à l'amplification du signal dont le courant d'obscurité et le courant d'injection de charge bénéficient. Dans le cas où le courant d'obscurité lui est supérieur ou égal, comme c'est le cas pour OCAM², le courant d'injection de charge est indiscernable de ce dernier et n'est pas quantifié⁵. Sinon il est possible de distinguer les deux et c'est le courant d'injection de charge qui est limitant.

Les distributions de probabilité du courant d'obscurité et de l'injection de charge se convoluent avec les distributions précédentes :

$$p(n_{\text{entree}}, I, \text{QE}, c) = P(n_{\text{entree}}, \lambda = I \text{QE} + c), \quad (2.4)$$

avec $c = c_{\text{dark}} + c_{\text{CIC}}$ les courants dus aux courants d'obscurité et d'injection de charge. La moyenne de cette distribution est alors $I \text{QE} + c$.

On considère par la suite que le courant d'injection de charge est indiscernable du courant d'obscurité.

5. D'après une correspondance interne avec *First Light Imaging*

Étape 4 : la multiplication des électrons

Les électrons (photo-électrons, d'obscurité et d'injection de charge) arrivent dans le *registre de lecture* puis vers le *registre d'amplification*. La multiplication des électrons est un processus stochastique.

La probabilité d'avoir n_{sortie} électrons en sortie pour n_{entree} électrons en entrée, pour un gain d'amplification G est donnée par :

$$p(n_{sortie}; n_{entree}, G) = \gamma(n_{sortie}; n_{entree}, G) = n_{sortie}^{n_{entree}-1} \frac{e^{-n_{sortie}/G}}{\Gamma(n_{entree}) G^{n_{entree}}}, \quad (2.5)$$

avec $n_{entree} > 0$ et $n_{sortie} > 0$.

Le nombre moyen d'électrons en sortie $\langle n_{sortie} \rangle$ est lié au nombre moyen d'électrons en entrée $\langle n_{entree} \rangle$ par :

$$\langle n_{sortie} \rangle = G \times \langle n_{entree} \rangle. \quad (2.6)$$

La densité de probabilité d'avoir n_{sortie} électrons à la sortie du registre d'amplification de gain G pour un flux I , un rendement quantique QE, des courants d'obscurité et d'injection de charge c donnés est alors la composition des densités (2.4) et (2.5) :

$$p(n_{sortie}; I, QE, c, G) = (P(n_{entree}, \lambda = I QE + c) \circ \gamma(n_{sortie}; n_{entree}, G))(n_{sortie}), \quad (2.7)$$

avec \circ l'opérateur de composition de fonctions. Cette expression se réécrit :

$$p(n_{sortie}; I, QE, c, G) = \begin{cases} \sum_{m=1}^{n_{sortie}} P(m, I, QE, c) \times \gamma(n_{sortie}; m, G) & \text{pour } n_{sortie} > 0, \\ e^{-\lambda} & \text{pour } n_{sortie} = 0, \\ 0 & \text{pour } n_{sortie} < 0. \end{cases} \quad (2.8)$$

La variance du nombre d'électrons en sortie du registre d'amplification σ_{sortie}^2 est liée à celle du nombre d'électrons en entrée de ce registre σ_{entree}^2 par (Robbins & Hadwen 2003) :

$$\sigma_{sortie}^2 = F^2 \times G^2 \times \sigma_{entree}^2, \quad (2.9)$$

où F^2 est le facteur d'excès de bruit dont l'expression littérale (Robbins & Hadwen 2003) est :

$$F^2 = \frac{1}{G} \left(\frac{2G + \alpha - 1}{\alpha + 1} \right) = 2(G - 1)G^{-\frac{N+1}{N}} + \frac{1}{G}, \quad (2.10)$$

où α est la probabilité de multiplication d'un électron et N le nombre d'étages constituant le registre d'amplification.

$F^2 = 1$ si le processus d'amplification est sans bruit. Dans le cas contraire, il tend vers 2 si le gain G tend vers une valeur infinie. L'OCAM² sera toujours utilisée au gain maximum durant la thèse donc l'excès de facteur de bruit sera égal à 2.

Étape 5 : conversion analogique-numérique

Les électrons en sortie du registre d'amplification arrivent dans le convertisseur analogique-numérique qui délivre à la sortie du détecteur un signal numérique. La conversion du nombre d'électrons en ADU (*Analog to Digital Unit*) est caractérisée par le gain système K donné en e^-/ADU . Cette conversion est également affectée par le bruit de lecture qui suit une distribution gaussienne. Sa valeur moyenne est appelée "biais" et est fixée de façon à ce que l'appareil ne délivre que des valeurs entières supérieures à zéro. Son écart-type σ est déterminé par la qualité du convertisseur et la fréquence d'horloge de celui-ci. Plus elle est basse, moins l'écart-type est grand donc meilleure est la conversion.

La distribution de probabilité du bruit de lecture est convoluée avec la densité de probabilité du signal en électron qui va être lu. La densité de probabilité suivie par le signal de sortie pour un pixel

donné est donc :

$$p(n_{ADU}; I, QE, c, G, K) = ((P(n_{entree}, \lambda = I QE + c) \circ \gamma(n_{sortie}; n_{entree}, G)) * N(b, \sigma)) (K n_{ADU}), \quad (2.11)$$

où b est le biais de lecture, n_{ADU} est la valeur entière du pixel en ADU et le symbole $*$ représente le produit de convolution.

La chaîne de bruits commence ainsi par la convolution des bruits de photons, de courant d'obscurité et d'injection de charge qui ont tous les trois une distribution poissonnienne. La loi de Poisson qui en résulte est composée avec la loi Gamma décrivant la distribution des électrons amplifiés dont les paramètres sont le gain d'amplification et le nombre d'électrons à amplifier. Puis la distribution résultante est convoluée avec la distribution gaussienne du bruit de lecture au moment de la numérisation du signal.

FRIEND a toutes les caractéristiques techniques d'un spectro-interféromètre multi-axial. De nombreuses parties sont réglables (lignes à retard, différents modes spectraux, position des fibres...), ce qui est indispensables pour régler et caractériser l'instrument et son intégration dans CHARA. Ces descriptions ont été publiées dans SPIE (Martinod et al. 2016) et dans *Astronomy & Astrophysics* (Martinod et al. accepted 2018). Sur ce dernier point, FRIEND repose sur l'infrastructure offerte par VEGA. Ce prototype n'est pas capable de faire une mesure directe du taux de couplage des faisceaux incidents avec les fibres mais cela n'a pas empêché d'étudier ce dernier. La chaîne de bruits du détecteur est connue et indispensable pour établir la méthode de traitement des données.

Deuxième partie

Traitement des données et utilisation de FRIEND

Estimateurs et réduction des données

FRIEND

Sommaire

3.1	Estimateurs du module au carré de la visibilité et de la clôture de phase	39
3.1.1	Estimateur du module au carré de la visibilité	41
3.1.2	Estimateur de l'erreur sur le module au carré de la visibilité	44
3.1.3	Estimateur de la clôture de phase	48
3.1.4	Estimateur de l'erreur sur la clôture de phase	49
3.2	La réduction des données de FRIEND	52
3.2.1	Prétraitement des données	53
3.2.2	Visibilité	55
3.2.3	Estimation de l'erreur sur le module au carré de la visibilité	61
3.2.4	Estimation de la clôture de phase	61
3.2.5	Contrôle qualité	64
3.3	Conclusion	65

Le module au carré de la visibilité et la clôture de phase sont les deux quantités mesurables avec FRIEND. Ils constituent les éléments essentiels de la thèse avec lesquels j'ai caractérisé l'instrument et répondu aux problématiques du sujet. Je présente d'abord les estimateurs de ces deux quantités puis j'aborde la méthode de la réduction des données que j'ai développée pour les mesurer.

3.1 Estimateurs du module au carré de la visibilité et de la clôture de phase

En interférométrie fibrée, les variations de phase (sauf le piston) induites par la turbulence atmosphérique, en particulier le Tip-Tilt, par la diffraction et les défauts d'alignements, sont converties en fluctuations d'intensité par le filtrage spatial des fibres optiques (Chap. 5). La visibilité ne dépend plus de la fonction de transfert de l'atmosphère mais des fluctuations d'intensité mesurables à condition d'avoir une fréquence d'acquisition supérieure à celle de leur variation pour les échantillonner. L'étalonnage en temps réel du contraste des franges par les relevés photométriques de ces fluctuations permet alors d'obtenir une visibilité indépendante du seeing (Coudé du Foresto et al. 1997).

Je présente ici les estimateurs du module au carré de la visibilité et de la clôture de phase de FRIEND sans considérer les biais induits par les bruits du détecteur. Le traitement du signal est abordé dans la Section 3.2. L'équation interférométrique à 3 télescopes de FRIEND de l'interférogramme, à une longueur d'onde λ donnée est :

$$I(\lambda, \alpha) = \sum_{i=1}^3 I_i(\lambda, \alpha) + 2 \sum_{i=1}^3 \sum_{j>i}^3 \sqrt{I_i(\lambda, \alpha) I_j(\lambda, \alpha)} V_{ij} \left(\frac{B_{ij}}{\lambda} \right) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} b_{ij} \alpha + \frac{2\pi}{\lambda} \chi_{ij} + \phi_{ij} \right) \quad (3.1)$$

où

- $I_i(\lambda, \alpha)$ est l'intensité reçue du télescope i sur le détecteur dans la voie interférométrique à la position spatiale α et à la longueur d'onde λ . Elle dépend du nombre de photons reçus par le télescope, du temps d'intégration, du coefficient de transmission entre les télescopes et l'instrument, du taux de couplage, du profil gaussien de la fibre, de la transmission du réseau et des caractéristiques du détecteur (efficacité quantique, gain d'amplification variant suivant l'octant et gain système);
- χ_{ij} est la DDM entre les faisceaux des télescopes i et j ;
- V_{ij} est le module de la visibilité mesurée par les télescopes i et j ;
- B_{ij} est la base séparant les télescopes i et j ;
- b_{ij} est la base reconfigurée de ces télescopes;
- ϕ_{ij} est la phase de la visibilité complexe mesurée entre les télescopes i et j .

FRIEND a beaucoup de similitudes avec VISION : un codage spatial et une dispersion spectrale des franges, l'utilisation de fibres à profil gaussien monomode à maintien de polarisation, l'emploi d'une EMCCD et la bande spectrale. Ils disposent tous les deux de voies photométriques et d'une voie interférométrique. De plus, ces instruments doivent tenir compte de la modulation de l'interférogramme par le profil gaussien des faisceaux, pour calculer la visibilité et la clôture de phase.

Mais les choix concernant la réduction des données sont différents entre ces deux instruments. La méthode de VISION est inspirée de celle de MIRC. Cela consiste à fusionner plusieurs canaux spectraux puis d'en calculer la DSP (Garcia et al. 2016). Ensuite, le module au carré de la visibilité et la clôture de phase sont calculés dans chaque canal spectral fusionné (de largeur 20 nm).

A cause de la turbulence atmosphérique, le taux d'injection dans FRIEND est bas ($< 2\%$) d'où la nécessité d'améliorer le RSB pour minimiser le temps d'obtention d'une mesure de visibilité (qui est de 2 min). La fusion des canaux sur des bandes plus larges (10, 15, 20 ou 60 nm, i.e. la bande totale exploitable) répond à ce besoin mais au détriment de la longueur de cohérence. Par exemple, la fusion des tous les canaux spectraux de la bande de 60 nm divise par environ 18 sa résolution spectrale. La longueur de cohérence est alors diminuée à $8 \mu\text{m}$ ($= 0.69^2/0.06$) à basse résolution et la modulation par l'enveloppe de cohérence est plus importante. En effet, en supposant que l'enveloppe de cohérence évolue en sinus cardinal au carré, la visibilité est diminuée de 2.5% si $p = 1 \mu\text{m}$ et $l_c = 8 \mu\text{m}$ et n'est plus mesurable si $p > l_c$. La Figure 3.1 montre les fluctuations du piston différentiel. Ce dernier est supérieur à $8 \mu\text{m}$ 30% du temps sur cette séquence, d'où une perte des franges sur 30% des données.

Nous avons donc choisi de faire la transformée de Fourier à deux dimensions (spatiale et spectrale) de l'interférogramme sur les quatre octants centraux de FRIEND (Sec. 2.5.1) et d'en déduire sa DSP. Nous atteignons alors le même RSB que son intégrale sur la bande spectrale sans diminuer la longueur de cohérence qui est de $143 \mu\text{m}$. La visibilité n'est alors diminuée que de 0.01% si $p = 1 \mu\text{m}$ et elle n'est perdue que si $p > 143 \mu\text{m}$. Le risque de sortir de la longueur de cohérence est donc 18 fois plus faible et la visibilité est moins sensible à la modulation par l'enveloppe de cohérence.

Ainsi, notre méthode permet d’optimiser la mesure de la visibilité par rapport à VISION, malgré la sensibilité de FRIEND à la turbulence atmosphérique. Toutefois, ni la mesure photométrique, ni celle du contraste des franges peuvent être faites en temps réel sur FRIEND à cause d’un RSB par image insuffisant. Elles sont donc obtenues sur des intégrations plus longues (2 min) et la mesure photométrique moyenne sert à calibrer la mesure moyenne du contraste (l’instrument étant stable sur la durée d’acquisition des données qui interviennent dans ces moyennes). De ce fait, les variations rapides (inférieures à 2 min) de photométries et de la visibilité sont invisibles et provoquent une baisse de la précision des mesures. La maximisation et la stabilisation de l’injection dans toutes les fibres impliqueront la présence des franges de toutes les bases et du flux dans les voies photométriques, sur toutes les images, d’où une calibration en temps réel (Sec. 5.2).

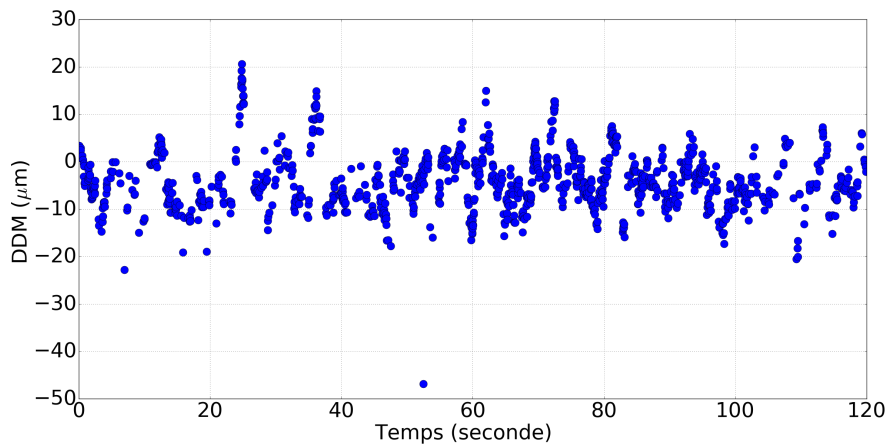


FIGURE 3.1 – Évolution temporelle du piston atmosphérique différentiel sur un bloc de données (2 min) de ζ Ori A, le 14/10/2017. Le piston différentiel est mesuré sur les télescopes S2-S1. Les images dont le RSB des franges de la base S2-S1 est inférieur à 3 ne sont pas exploitées. Les franges sont stabilisées grâce à CLIMB utilisé comme suiveur de franges.

3.1.1 Estimateur du module au carré de la visibilité

Le temps d’intégration typique du détecteur de FRIEND est de 20 ms (Sec. 6.2). Le RSB de l’interférogramme (ou des flux dans les voies photométriques) sur une image enregistrée n’est alors pas toujours suffisamment élevé pour mesurer la visibilité de tous les systèmes de franges. C’est le cas pour des objets à la magnitude élevée (supérieure à 4) ou pour un taux de couplage bas et fluctuant (ce qui diminue les probabilités d’avoir toutes les figures d’interférences sur une seule image). On pourrait alors élargir la bande spectrale en exploitant les octants latéraux mais le gain de RSB est contrebalancé par l’augmentation du bruit de lecture (on double la quantité de signal mais aussi le bruit de lecture). On pourrait aussi augmenter le temps d’intégration mais si celui-ci est trop grand devant le temps de cohérence, le piston différentiel brouille la figure d’interférences.

La solution pour maximiser le RSB est d’intégrer les DSP des interférogrammes de chaque image. Il est alors possible d’atteindre un temps d’exposition total de plusieurs secondes ou de plusieurs minutes. Le temps d’exposition sur une source typique de FRIEND est de 2 min, ce qui correspond à la durée de 6000 images dont le temps d’intégration¹ est de 20 ms chacune. Le RSB du signal intégré est donc environ $\sqrt{6000}$ fois plus grand que le RSB d’une image. L’autre avantage de mesurer le contraste des franges dans la transformée de Fourier est la simplicité d’utilisation de l’équation interférométrique dans cet espace.

1. qui sera parfois abrégé *DIT* pour le terme anglais *Detector Integration Time*.

Ainsi, j'applique à l'Équation (3.1) une TF à 2 dimensions selon les axes spatial et spectral pour obtenir :

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\eta, \xi) = & \sum_{i=1}^3 \tilde{I}_i(0) + \\ & \sum_{i=1}^3 \sum_{j>i}^3 \tilde{\Lambda}_{ij}(\eta, \xi) V_{ij} * \left(\left[\delta \left(\eta + \frac{\chi_{ij}\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \right) \delta \left(\xi - \frac{b_{ij}}{\lambda} \right) + \delta \left(\eta - \frac{\chi_{ij}\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \right) \delta \left(\xi + \frac{b_{ij}}{\lambda} \right) \right] e^{-i\phi_{ij}} \right), \end{aligned} \quad (3.2)$$

où $\tilde{\cdot}$ désigne la TF, η est la variable conjuguée de λ (qui se traduit ici par une DDM adimensionnée), ξ est celle de α et V_{ij} est la visibilité mesurée sur la ligne de base des télescopes i et j . * désigne le produit de convolution, $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale considérée et λ_0 sa longueur d'onde centrale. Rigoureusement, les franges sont centrées en cas d'égalité des temps de groupe. Cela ne correspond pas nécessairement à une DDM nulle du fait des changements de milieux traversés entre la source et le détecteur. Par la suite, je considérerai que les franges centrées correspondent à DDM nulle, par souci de clarté. $\tilde{\Lambda}_{ij}(\eta, \xi)$ est le produit des TF des faisceaux i et j dans la voie interférométrique :

$$\tilde{\Lambda}_{ij}(\eta, \xi) = \int_{\Delta\eta} \int_{\Delta\xi} \sqrt{\tilde{I}_i(\eta, \xi) \tilde{I}_j(\eta, \xi)} d\xi d\eta. \quad (3.3)$$

On en déduit la densité spectrale de puissance (DSP) :

$$|I|^2 = \sum_{i=1}^3 |I_i|^2 + \sum_{i=1}^3 \sum_{j>i}^3 |\tilde{\Lambda}_{ij}|^2 \left[|V_{ij} \left(\eta + \frac{\chi_{ij}\Delta\lambda}{\lambda_0^2}, \xi - \frac{b_{ij}}{\lambda} \right)|^2 + |V_{ij} \left(\eta - \frac{\chi_{ij}\Delta\lambda}{\lambda_0^2}, \xi + \frac{b_{ij}}{\lambda} \right)|^2 \right] \quad (3.4)$$

Par construction de la pupille de sortie, les supports sont disjoints et les termes croisés disparaissent.

L'Équation (3.4) est illustrée Figure 3.2. On voit apparaître les trois pics-franges des trois interférogrammes.

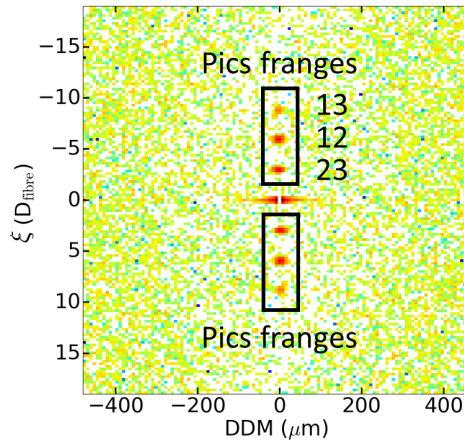


FIGURE 3.2 – DSP 2D d'un interférogramme acquise sur ζ Ori A. Du centre vers le haut, les pics correspondent aux bases formées par les faisceaux 2 et 3, 1 et 2, 1 et 3 respectivement. L'échelle horizontale des fréquences η est traduite en DDM χ_{ij} (tel que $\lambda_0 = 0.69 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0.06 \mu\text{m}$). L'échelle verticale des fréquences est traduite en nombre de diamètre du faisceau collimaté en sortie du V-groove car la base reconfigurée b_{ij} dépend de cette quantité (et λ est considéré constant à $0.69 \mu\text{m}$).

L'énergie du pic-frange est liée à $|V|^2$ par :

$$\langle E_{ij} \rangle = \langle |V_{ij}|^2 \rangle = \int \int_S \langle |\tilde{\Lambda}_{ij}(\eta, \xi)|^2 \rangle d\xi d\eta, \quad (3.5)$$

avec S le support du pic-frange.

On fait l'hypothèse que la visibilité est constante sur son support, permettant de la sortir de l'intégrale. Il s'agit d'une hypothèse forte car la visibilité peut varier sur S à cause de nombreux effets extérieurs (largeur de la bande spectrale, temps d'intégration, diamètre des télescopes...).

Cependant, le diamètre des télescopes (1 mètre) est très petit devant la longueur des bases (34 mètres au minimum) à CHARA. Par conséquent, la variation de visibilité est négligeable sur l'intervalle du support $[\frac{B-D}{\lambda}; \frac{B+D}{\lambda}]$. Cette hypothèse est donc tout à fait valable.

L'égalité de Parseval donne :

$$\int \int_S \langle |\tilde{\Lambda}_{ij}(\eta, \xi)|^2 \rangle d\xi d\eta = \int_{\Delta\alpha} \int_{\Delta\lambda} \langle |\sqrt{I_i(\lambda, \alpha)I_j(\lambda, \alpha)}|^2 \rangle d\lambda d\alpha, \quad (3.6)$$

$$= \int_{\Delta\alpha} \int_{\Delta\lambda} \langle I_i(\lambda, \alpha)I_j(\lambda, \alpha) \rangle d\lambda d\alpha. \quad (3.7)$$

$$(3.8)$$

Cela donne une première expression de l'estimateur de la visibilité de FRIEND :

$$\langle |V_{ij}|^2 \rangle = \frac{\langle E_{ij} \rangle}{\int_{\Delta\alpha} \int_{\Delta\lambda} \langle I_i(\lambda, \alpha)I_j(\lambda, \alpha) \rangle d\lambda d\alpha}, \quad (3.9)$$

où $\Delta\alpha$ et $\Delta\lambda$ sont respectivement la largeur spatiale et la largeur spectrale de l'interférogramme, I_i et I_j sont les intensités du flux des télescopes i et j dans la voie interférométrique.

Les intensités ne sont pas directement mesurables. On utilise alors les voies photométriques de FRIEND, qui relèvent le flux de chaque télescope et permettent d'obtenir leurs contributions individuelles dans la voie interférométrique grâce aux coefficients κ (Coudé du Foresto et al. 1997). Ces derniers permettent de connaître le flux d'un télescope dans la voie interférométrique à partir de celui mesuré dans sa voie photométrique :

$$\kappa_i(\lambda) = \frac{I_i(\lambda)}{P_i(\lambda)}, \quad (3.10)$$

où I_i est l'intensité du flux du télescope i dans la voie interférométrique et P_i le flux de ce même télescope dans la voie photométrique associée.

De plus, le dénominateur de l'Équation (3.9) fait intervenir la position spatiale du flux. Il est alors nécessaire de connaître la forme de chaque faisceau dans la voie interférométrique. J'ai développé le concept des gabarits $G_i(\lambda, \alpha)$ qui permettent de reconstruire les faisceaux des télescopes à partir des mesures de flux dans leur voie photométrique respective (Sec. 3.2.2.2). L'idée est de récupérer les formes des faisceaux grâce à la source interne, de moduler leurs amplitudes par le spectre de l'étoile récupéré dans les voies photométriques et de les normaliser en flux sur la bande spectrale. On obtient alors les gabarits qui sont chacun multipliés par le flux total de leur voie photométrique respective pour reconstruire les faisceaux des télescopes dans la voie interférométrique.

L'expression finale de l'estimateur du module au carré de la visibilité mesurée pour deux télescopes i, j sans biais est donc :

$$\langle |V_{ij}|^2 \rangle = \frac{\langle E_{ij} \rangle}{\int_{\Delta\lambda} \kappa_i(\lambda)\kappa_j(\lambda) \int_{\Delta\alpha} \langle P_i G_i(\lambda, \alpha) P_j G_j(\lambda, \alpha) \rangle d\alpha d\lambda}, \quad (3.11)$$

avec P_i le flux total mesuré dans la bande spectrale $\Delta\lambda$ de la voie photométrique i .

Cet estimateur a fait l'objet de deux publications : [Martinod et al. \(2016\)](#) et [Martinod et al. \(accepted 2018\)](#).

3.1.2 Estimateur de l'erreur sur le module au carré de la visibilité

Pour estimer l'erreur sur le module au carré de la visibilité, je suppose que le bruit du détecteur est constitué du bruit de photons, du courant d'obscurité et du bruit de lecture. De plus, le détecteur étant une EMCCD, je prends en compte également le facteur d'excès de bruit.

La variance de la visibilité au carré $\sigma_{V_{ij}^2}^2$ est dérivée des variances de l'énergie du pic-frange E_{ij} et du produit des photométries σ_D^2 :

$$\sigma_{V_{ij}^2}^2 = \frac{\sigma_{E_{ij}}^2}{D^2} + \sigma_D^2 \left(\frac{E_{ij}}{D^2} \right)^2, \quad (3.12)$$

avec D le dénominateur de l'estimateur Éq. (3.11). Cette expression fait intervenir 4 facteurs (D , E_{ij} , σ_D^2 , $\sigma_{E_{ij}}^2$) qui sont respectivement le dénominateur de l'Éq. (3.11), l'énergie du pic-frange et leurs variances. Pour simplifier les calculs, je suppose que les flux sont égaux de même que les coefficients κ , que les gabarits sont identiques et que le spectre est plat, d'intensité 1, dans tous les canaux spectraux (de largeur 1 pixel). Ces hypothèses sont valables car les fibres ont la même fonction d'étalement du point et la séparatrice se comporte de façon identique pour les 3 faisceaux (Fig. 3.11). Ces hypothèses se justifient car les flux sont à peu près égaux entre eux dans la pratique, que le calcul de la visibilité se fait dans le continuum du spectre de l'étoile et que grâce aux fibres, les faisceaux sont identiques dans la voie interférométrique.

3.1.2.1 Expression du dénominateur D

Grâce aux hypothèses posées en préambule, le dénominateur peut se réécrire :

$$D = N_{\text{ph},p}^2 \times \kappa^2 \times \text{Gab}_{ij}. \quad (3.13)$$

$N_{\text{ph},p}$ le nombre de photons dans une voie photométrique et Gab_{ij} l'intégrale du produit des gabarits des faisceaux i et j :

$$\text{Gab}_{ij} = \int_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\alpha} G_i(\lambda, \alpha) G_j(\lambda, \alpha) d\alpha d\lambda. \quad (3.14)$$

On va exprimer Gab_{ij} avec des quantités connues comme le nombre de pixels le long de l'axe spectral et la largeur spatiale de la voie interférométrique grâce aux hypothèses posées en préambule. Pour cela, on part du fait que le gabarit d'un faisceau est normalisé en flux dans la voie interférométrique :

$$\int_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\alpha} G(\lambda, \alpha) d\alpha d\lambda = 1. \quad (3.15)$$

Le gabarit ayant un profil gaussien dans un canal spectral le long de la direction spatiale, on réécrit cette équation ainsi :

$$\int_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\alpha} A e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2\sigma^2}} d\alpha d\lambda = 1 \quad (3.16)$$

avec α_0 la position spatiale (en pixel) du centre du faisceau dans la voie interférométrique, σ est l'écart-type du profil gaussien et A est l'amplitude que doit avoir ce profil pour respecter la normalisation précédente.

Compte tenu de l'hypothèse faite sur le spectre, on obtient :

$$N_\lambda \int_{\Delta\alpha} A e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2\sigma^2}} d\alpha = 1, \quad (3.17)$$

avec N_λ le nombre de pixels de la voie interférométrique le long de l'axe spectral.

De plus, la voie interférométrique est centrée sur α_0 et s'étend à $\pm 3\sigma$ de part et d'autre de cette valeur.

Donc sa largeur en pixel vaut :

$$\Delta\alpha = 6\sigma. \quad (3.18)$$

Par conséquent, on a :

$$\int_{\alpha_0-3\sigma}^{\alpha_0+3\sigma} G(\alpha) d\alpha \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} G(\alpha) d\alpha = A\sigma \sqrt{2\pi}. \quad (3.19)$$

D'où l'expression de A :

$$A = \frac{1}{N_\lambda \sigma \sqrt{2\pi}}. \quad (3.20)$$

Ensuite, l'intégrale du produit des gabarits $G_{ab_{ij}}$ est :

$$G_{ab_{ij}} = \int_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\alpha} A^2 e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{\sigma^2}} d\alpha d\lambda. \quad (3.21)$$

Comme on a supposé que les gabarits sont identiques et que le spectre est plat, on obtient :

$$G_{ab_{ij}} = N_\lambda \left(\frac{1}{N_\lambda \sigma \sqrt{2\pi}} \right)^2 \int_{\Delta\alpha} e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{\sigma^2}} d\alpha. \quad (3.22)$$

Or :

$$\int_{\Delta\alpha} e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{\sigma^2}} d\alpha = \sqrt{2\pi} \frac{\sigma}{\sqrt{2}}, \quad (3.23)$$

donc l'intégrale du produit des gabarits vaut :

$$G_{ab_{ij}} = \frac{1}{2 \sqrt{\pi} N_\lambda \frac{\Delta\alpha}{6}}. \quad (3.24)$$

Cependant, le nombre de pixels échantillonnant l'interférogramme est défini par :

$$N_{\text{pix}} = N_\lambda \times \Delta\alpha. \quad (3.25)$$

On en déduit l'expression finale de $G_{ab_{ij}}$:

$$G_{ab_{ij}} = \frac{3}{\sqrt{\pi} N_{\text{pix}}}. \quad (3.26)$$

L'expression finale de D est alors :

$$D = N_{\text{ph},p}^2 \times \kappa^2 \times \frac{3}{\sqrt{\pi} N_{\text{pix}}}. \quad (3.27)$$

3.1.2.2 Expression de E_{ij}

On sait que l'énergie du pic-frange ij (Sec. 3.1.1) est définie par :

$$E_{ij} = |V_{ij}|^2 \times |\tilde{\Lambda}_{ij}(\eta, \xi)|^2 d\xi d\eta. \quad (3.28)$$

Or $\tilde{\Lambda}_{ij}(\eta, \xi)$ est défini Éq. (3.3) et en utilisant le concept des gabarits, on en déduit :

$$E_{ij} = |V_{ij}|^2 \times I_i I_j \int_{\Delta\eta} \int_{\Delta\xi} \sqrt{\tilde{G}_i(\eta, \xi) \tilde{G}_j(\eta, \xi)} d\xi d\eta, \quad (3.29)$$

avec I_i et \tilde{G}_i , respectivement, le flux et la TF du gabarit du faisceau i dans la voie interférométrique.

Je définis ainsi le facteur de forme :

$$\widetilde{\text{Gab}}_{ij} = \int_{\Delta\eta} \int_{\Delta\xi} \langle |\sqrt{\tilde{G}_i(\eta, \xi) \tilde{G}_j(\eta, \xi)}|^2 \rangle d\xi d\eta. \quad (3.30)$$

Comme on calcule la DSP discrète des interférences sur les données, $\widetilde{\text{Gab}}_{ij}$ et Gab_{ij} sont liés par l'égalité de Parseval discrète :

$$\widetilde{\text{Gab}}_{ij} = N_{\text{pix}} \text{Gab}_{ij}. \quad (3.31)$$

L'expression finale du facteur de forme est donc :

$$\widetilde{\text{Gab}}_{ij} = \frac{3}{\sqrt{\pi}}. \quad (3.32)$$

L'expression finale de E_{ij} est donc :

$$E_{ij} = \left(\frac{N_{\text{ph}} V_{ij}}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \widetilde{\text{Gab}}_{ij}, \quad (3.33)$$

avec :

- N_{ph} est le nombre de photons dans la voie interférométrique ;
- $N_{\text{tel}} = 3$ est le nombre de télescopes ;
- V_{ij} est le module de la visibilité mesurée ;
- $\widetilde{\text{Gab}}_{ij}$ est le facteur de forme du pic-frange.

3.1.2.3 Expression de σ_D^2

En négligeant l'erreur sur les coefficients κ et les gabarits, la variance de D s'écrit :

$$\sigma_D^2 = \sigma_{P_i P_j}^2 \times \left\langle \left[\int_{\Delta\lambda} \kappa_i(\lambda) \kappa_j(\lambda) \int_{\Delta\alpha} G_i(\lambda, \alpha) G_j(\lambda, \alpha) d\alpha d\lambda \right]^2 \right\rangle. \quad (3.34)$$

Compte tenu des hypothèses posées en préambule, je peux réécrire cette Équation ainsi :

$$\sigma_D^2 = \sigma_{P_i P_j}^2 \left[\kappa^2 \text{Gab}_{ij} \right]^2. \quad (3.35)$$

$\sigma_{P_i P_j}^2$ s'obtient en différentiant $P_i P_j$:

$$\sigma_{P_i P_j}^2 = \sigma_{P_i}^2 P_j^2 + \sigma_{P_j}^2 P_i^2. \quad (3.36)$$

Or les flux des faisceaux i et j sont considérés comme égaux. On obtient alors :

$$\sigma_{P_i P_j}^2 = 2\sigma_{P_i}^2 P_j^2, \quad (3.37)$$

avec $\sigma_{P_i}^2$ défini par :

$$\sigma_{P_i}^2 = \sigma_{\text{mod}}^2 + N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2, \quad (3.38)$$

et :

- P_i est la variance du bruit de photons i.e. le nombre de photons de la voie interférométrique i ;
- σ_{mod}^2 est la variance des bruits amplifiés : bruit de photons, courant d'obscurité et courant d'injection de charge (voir *infra*);
- $F^2 = 2$ le facteur d'excès de bruit à gain 997 (Sec. 2.5.2);
- N_{pix} est le nombre de pixels utilisé pour faire la DSP de l'interférogramme ;
- $\sigma_{RON} = 0.14 \text{ e}^-/\text{px}/\text{img}$ est le bruit de lecture des octants centraux.

Le bruit de photons et le bruit thermique étant amplifiés, leurs variances après amplification sont multipliées par le facteur d'excès de bruit. Cela donne la variance modifiée :

$$\sigma_{\text{mod}}^2 = F^2(P_i + N_{\text{d+c}}), \quad (3.39)$$

où $N_{\text{d+c}}$ est le nombre d'électrons des courants d'obscurité et d'injection de charge (Sec. 2.5.2).

On en déduit l'expression finale de la variance du produit des photométries :

$$\sigma_D^2 = 2\sigma_{P_i}^2 P_i^2 [\kappa^2 \text{Gab}_{ij}]^2. \quad (3.40)$$

3.1.2.4 Expression de $\sigma_{E_{ij}}^2$

[Gordon & Buscher \(2012\)](#) donnent un estimateur de la variance de l'énergie du pic-frange en considérant uniquement les bruits de photons et de lecture. Je vais l'adapter pour le cas d'une EMCCD en considérant le bruit de photons, le courant d'obscurité, le courant d'injection de charge, le bruit de lecture et le facteur d'excès de bruit.

Ils considèrent que la visibilité est estimée à partir du maximum du pic-frange dans la DSP de l'interférogramme :

$$S_0 = |c|^2 - \sum_p (i_p + \sigma_p^2) |H_p|^2. \quad (3.41)$$

où $|c|^2$ est l'estimateur biaisé de ce maximum, i_p est la variance du bruit de photons et σ_p^2 est celle du bruit de lecture, H_p est l'opérateur de la transformée de Fourier discrète.

Ils déduisent de cette expression la variance de S_0 , dans le cas d'une DSP calculée à partir d'une seule image, qui est l'équation 28 de leur article :

$$\sigma^2(S_0) = \text{PhotonNoise}_0 + \text{ReadNoise}_0 + \text{CoupledTerms}_0. \quad (3.42)$$

PhotonNoise_0 décrit la contribution du bruit de photons seul, ReadNoise_0 décrit celle du bruit de lecture seul et CoupledTerms_0 celle du couplage des deux. Leurs expressions sont :

$$\text{PhotonNoise}_0 = 2N_{\text{ph}}|C|^2 + N_{\text{ph}}, \quad (3.43)$$

$$\text{ReadNoise}_0 = N_{\text{pix}}\sigma_{RON}^2 + (N_{\text{pix}}\sigma_{RON}^2)^2, \quad (3.44)$$

$$\text{CoupledTerms}_0 = 2N_{\text{pix}}\sigma_{RON}^2|C|^2 + 2N_{\text{ph}}N_{\text{pix}}\sigma_{RON}^2, \quad (3.45)$$

où N_{ph} est la variance du bruit de photons, $|C|^2$ est le maximum du pic-frange dans la DSP donc l'énergie cohérente, N_{pix} est le nombre de pixels échantillonnant l'interférogramme et σ_{RON} est le bruit de lecture.

Pour prendre en compte le courant d'obscurité, le courant d'injection de charge et le fait que le détecteur soit une EMCCD, je dois remplacer la variance du bruit de photons utilisée dans les Éq. (3.43) et (3.45) par la variance des bruits amplifiés σ_{mod}^2 . De plus, l'énergie cohérente dans le cas de FRIEND est :

$$|C|^2 = \left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{mes}}}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \widetilde{\text{Gab}}_{ij}. \quad (3.46)$$

Donc les termes PhotonNoise_0 et CoupledTerms_0 sont réécrits :

$$\text{PhotonNoise} = 2\sigma_{\text{mod}}^2 \left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{mes}}}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \widetilde{\text{G}}_{\text{ab}_{ij}} + (\sigma_{\text{mod}}^2)^2, \quad (3.47)$$

$$\text{CoupledTerms} = 2N_{\text{pix}}\sigma_{\text{RON}}^2 \left(\frac{N_{\text{ph}} V}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \widetilde{\text{G}}_{\text{ab}_{ij}} + 2\sigma_{\text{mod}}^2 N_{\text{pix}}\sigma_{\text{RON}}^2. \quad (3.48)$$

De plus, je calcule la visibilité à partir de l'intégrale du pic-frange (considérée comme constante sur son support). A partir des expressions de PhotonNoise , ReadNoise et CoupledTerms , on déduit la variance de l'énergie du pic-frange :

$$\sigma_{E_{ij}}^2 = \frac{\text{PhotonNoise} + \text{ReadNoise} + \text{CoupledTerms}}{N_f} \times N_{\text{pic-frange}}, \quad (3.49)$$

avec N_f le nombre d'images et $N_{\text{pic-frange}}$ le nombre de pixels du support du pic-frange sur lequel il est intégré.

En conclusion, je dispose d'une expression théorique de l'erreur sur le module au carré de la visibilité qui sera utilisée dans le *Logiciel de Réduction des Données* (ou *Data Reduction Software* en anglais, soit DRS qui sera utilisé par la suite, voir Sec. 3.2.3).

Ce modèle d'erreur est aussi présenté dans [Martinod et al. \(accepted 2018\)](#).

3.1.3 Estimateur de la clôture de phase

La clôture de phase $\Delta\phi$ est l'argument du bispectre B_{ijk} calculé à partir du triplet de télescopes i, j, k :

$$\Delta\phi = \arg(\langle B_{ijk} \rangle). \quad (3.50)$$

Comme pour l'estimation du module au carré de la visibilité, l'estimation de la clôture de phase repose sur la moyenne des bispectres, calculés à partir de chaque image pour améliorer le RSB.

Le bispectre (Fig. 3.3) est la TF de la triple corrélation du signal. Dans l'espace de Fourier, il est défini par le triple produit ([Wirnitzer 1985](#)) :

$$\langle B_{ijk} \rangle = \langle C_{ij} C_{jk} C_{ik}^* \rangle \quad (3.51)$$

où C_{ij} désigne le pic-frange i, j et $*$ désigne le complexe conjugué.

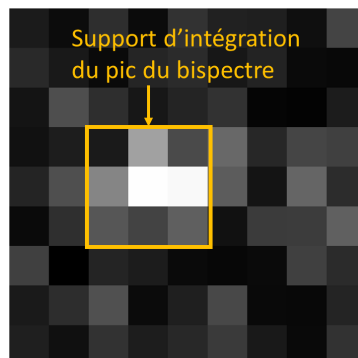


FIGURE 3.3 – Module du bispectre moyen des franges obtenues sur ζ Ori A le 12/10/2017

On en déduit la clôture de phase :

$$\Delta\phi = \arctan \left(\frac{\sum \Im(\langle B_{ijk} \rangle)}{\sum \Re(\langle B_{ijk} \rangle)} \right), \quad (3.52)$$

où $\sum \Im(\langle B_{ijk} \rangle)$ et $\sum \Re(\langle B_{ijk} \rangle)$ sont respectivement l'intégrale sur le support du pic de la partie imaginaire et de la partie réelle du bispectre moyen centré sur le maximum du module du bispectre (Fig. 3.3).

Cet estimateur a fait l'objet de deux publications : [Martinod et al. \(2016\)](#) et [Martinod et al. \(accepted 2018\)](#).

3.1.4 Estimateur de l'erreur sur la clôture de phase

Pour estimer l'erreur sur la clôture de phase, je suppose que le bruit du détecteur est constitué du bruit de photons, des courants d'obscurité et d'injection de charge, du facteur d'excès de bruit et du bruit de lecture.

Cette estimation est dérivée de celle du bispectre. Les démonstrations ne sont pas détaillées dans [Gordon & Buscher \(2012\)](#) mais le sont dans [Tatulli & Chelli \(2005\)](#). Ces articles considèrent le même modèle de bruit du détecteur. Ils calculent tous les deux l'estimation de la variance de la DSP et leurs résultats sont en accord. C'est pourquoi je m'inspire des travaux exposés dans l'article de [Tatulli & Chelli \(2005\)](#) pour le calcul théorique de l'erreur sur la clôture de phase.

L'estimation de l'erreur sur la mesure de la clôture de phase d'un objet centro-symétrique est dérivée de celle du bispectre :

$$\sigma_{\Delta\phi}^2 = \frac{1}{2} \frac{\Re(B_{ijk}^2 - |B_{ijk}|^2)}{\langle B_{ijk} \rangle^2}. \quad (3.53)$$

Elle repose sur l'hypothèse d'une erreur sur la phase, associée à une paire de télescopes, très petite devant 1 radian. L'erreur sur la clôture $\sigma_{\Delta\phi}$ ne dépend alors que du module du bispectre ([Chelli 1989](#)). De plus, les bruits considérés sont les bruit de photons et de lecture :

$$\sigma_{\Delta\phi}^2 = \sigma_{\text{phot}}^2 + \sigma_{\text{det}}^2 \quad (3.54)$$

avec σ_{phot}^2 la contribution du bruit de photons dans le bispectre et σ_{det}^2 la contribution du bruit de détecteur.

L'expression de la contribution du bruit de photons est :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{phot}}^2 = & \left[\frac{N_{\text{tel}}^3}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^3 \right] - \frac{1}{|V_{12}V_{23}V_{13}|} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^3 + \left[\frac{N_{\text{tel}}^2(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 \right] - \\ & \frac{(|V_{12}|^4 + |V_{23}|^4 + |V_{13}|^4) + 2(|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\ & \left[\frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^2}{N_{\text{ph}}} \right) \right] - \frac{2|V_{12}V_{23}V_{13}|(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right), \end{aligned} \quad (3.55)$$

avec $|V_{ij}|$ le module de la visibilité mesurée de la base ij , $N_{\text{tel}} = 3$ le nombre de télescopes et N_{ph} est le nombre de photons.

L'expression de la contribution du bruit de lecture est :

$$\sigma_{\text{det}}^2 = \frac{N_{\text{pix}}^3 \sigma_{\text{RON}}^6 + 3N_{\text{pix}}^2 \sigma_{\text{RON}}^6}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^6 + \frac{(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)(3N_{\text{pix}}\sigma_{\text{RON}}^4 + N_{\text{pix}}^2\sigma_{\text{RON}}^4)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^4 + \frac{(|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2)N_{\text{pix}}\sigma_{\text{RON}}^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^2, \quad (3.56)$$

avec σ_{RON} l'écart-type du bruit de lecture, N_{pix} le nombre de pixels échantillonnant l'interférogramme.

Les termes encadrés dépendent du flux cohérent $F_{c,ij} = N_{\text{ph}}V_{ij}$ et du bruit de photons $\sigma_{\text{p}}^2 = N_{\text{ph}}$. Il semble que le facteur N_{ph} ait été simplifié entre ces deux grandeurs dans [Tatulli & Chelli \(2005\)](#). Pour adapter l'expression de σ_{phot}^2 de l'EMCCD, je dois les expliciter :

$$\sigma_{\text{phot}}^2 = \boxed{\frac{N_{\text{tel}}^3}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^3}{N_{\text{ph}}^6}\right) (\sigma_{\text{p}}^2)^3} - \frac{1}{|V_{12}V_{23}V_{13}|} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^3 + \boxed{\frac{N_{\text{tel}}^2(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^2}{N_{\text{ph}}^4}\right) (\sigma_{\text{p}}^2)^2} - \frac{|V_{12}|^4 + |V_{23}|^4 + |V_{13}|^4}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^2 + \frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^2 + \boxed{\frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^2}{N_{\text{ph}}^2}\right) (\sigma_{\text{p}}^2)} - \frac{2|V_{12}V_{23}V_{13}|(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right). \quad (3.57)$$

Je remplace ensuite σ_{p}^2 par σ_{mod}^2 :

$$\sigma_{\text{phot}}^2 = \frac{N_{\text{tel}}^3}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^3}{N_{\text{ph}}^6}\right) (\sigma_{\text{mod}}^2)^3 - \frac{1}{|V_{12}V_{23}V_{13}|} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^3 + \frac{N_{\text{tel}}^2(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^2}{N_{\text{ph}}^4}\right) (\sigma_{\text{mod}}^2)^2 - \frac{|V_{12}|^4 + |V_{23}|^4 + |V_{13}|^4}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^2 + \frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right)^2 + \frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^2}{N_{\text{ph}}^2}\right) (\sigma_{\text{mod}}^2) - \frac{|V_{12}V_{23}V_{13}|(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}}\right). \quad (3.58)$$

De plus, le bispectre présenté dans [Tatulli & Chelli \(2005\)](#) est calculé pour un canal spectral, pour une image et sur les fréquences des maxima des pics-franges. Celui de FRIEND est la somme de ceux calculés dans les N_{λ} canaux spectraux (de largeur 1 pixel) qui est ensuite moyennée sur le nombre d'images N_f . Ensuite, on intègre le pic des parties réelle et imaginaire du bispectre pour en déduire la clôture de phase.

Par conséquent, la variance de la clôture de phase pour FRIEND s'écrit :

$$\sigma_{\Delta\phi}^2 = \frac{\sigma_{\text{phot},2}^2 + \sigma_{\text{det}}^2}{N_f N_\lambda} \times N_{\text{pic}} \quad (3.59)$$

avec N_{pic} le nombre de pixels du support d'intégration du pic du bispectre.

Ce modèle est aussi présenté dans [Martinod et al. \(accepted 2018\)](#).

3.2 La réduction des données de FRIEND

Le module au carré de la visibilité, la clôture de phase et leurs erreurs sont mesurées sur les données produites par FRIEND. Cependant, ces dernières sont bruitées et doivent être traitées avant de pouvoir être exploitées : c'est la réduction des données (dont l'aspect technique est développé dans l'Annexe D).

Le signal du détecteur OCAM² pouvait être traité selon trois modes :

- **Analogique** : les images sont conservées comme telles ;
- **Comptage de photons** : on définit un seuil au-dessus duquel on considère qu'un pixel a reçu un seul photo-événement (sa valeur est mise à 1) et en-dessous duquel il n'a rien reçu (sa valeur est mise à 0). Il repose sur l'hypothèse qu'un pixel reçoit au maximum un photon pendant toute la durée d'intégration ;
- **Semi-analogique** : on définit un seuil en-dessous duquel on considère qu'un pixel n'a reçu aucun photo-événement et sa valeur est mise à 0. Au-dessus de ce seuil, sa valeur est conservée. Ce mode profite de la linéarité de la réponse des pixels de l'EMCCD (contrairement à la réponse des ICCD) pour pouvoir considérer qu'un pixel a reçu plusieurs photons et faire ainsi un comptage plus élaboré que le mode "comptage de photons".

La sélection de ces modes est faite après le prétraitement (Sec. 3.2.1) et leur analyse détaillée est présentée Sec. 4.2. Le mode que nous avons finalement choisi est le mode "analogique" qui ne présente aucun biais dans la mesure de la visibilité en fonction de la magnitude contrairement aux deux autres. Son choix nous a conduit à un travail important sur le traitement des données scientifiques dans l'espace de Fourier.

La réduction des données brutes pour la mesure d'une observable interférométrique requiert l'acquisition de données de calibration en plus des données scientifiques. Ces différentes données sont obtenues selon cette séquence :

- Étape A **Dark (colonnes 1 et 3)** : Acquisition de 10 blocs de données avec obturateur du détecteur fermé pour mesurer le *dark* (courant d'obscurité et biais).
- Étape B **Obturbateurs 1,2,3 (colonne 2)** : Les obturbateurs internes de FRIEND des faisceaux sont ouverts individuellement pour enregistrer le flux de la source blanche interne de VEGA transmis par la fibre i , à la fois sur la voie photométrique i et la voie interférométrique.
- Étape C **Données sans interférence (colonne 4)** : La source blanche interne éclaire la voie interférométrique via les trois faisceaux de façon incohérente, i.e. sans interférence. Le terme anglais utilisé dans les équations est *foreground data*
- Étape D **Données avec interférences (colonnes 5 et 6)** : Acquisition de l'interférogramme de l'objet d'intérêt dans le ciel pour en mesurer le module au carré de la visibilité et la clôture de phase.

L'OCAM² est stable sur toute la nuit d'observation (Sec. 6.1). Les données de l'étape B ne dépendent que de la qualité des optiques de FRIEND et des poussières éventuelles qui sont dessus. Enfin, l'étape C ne dépend que de la stabilité du détecteur. Il est ainsi suffisant de ne faire que les étapes A et C au début de chaque nuit et l'étape B au début de chaque mission d'observation.

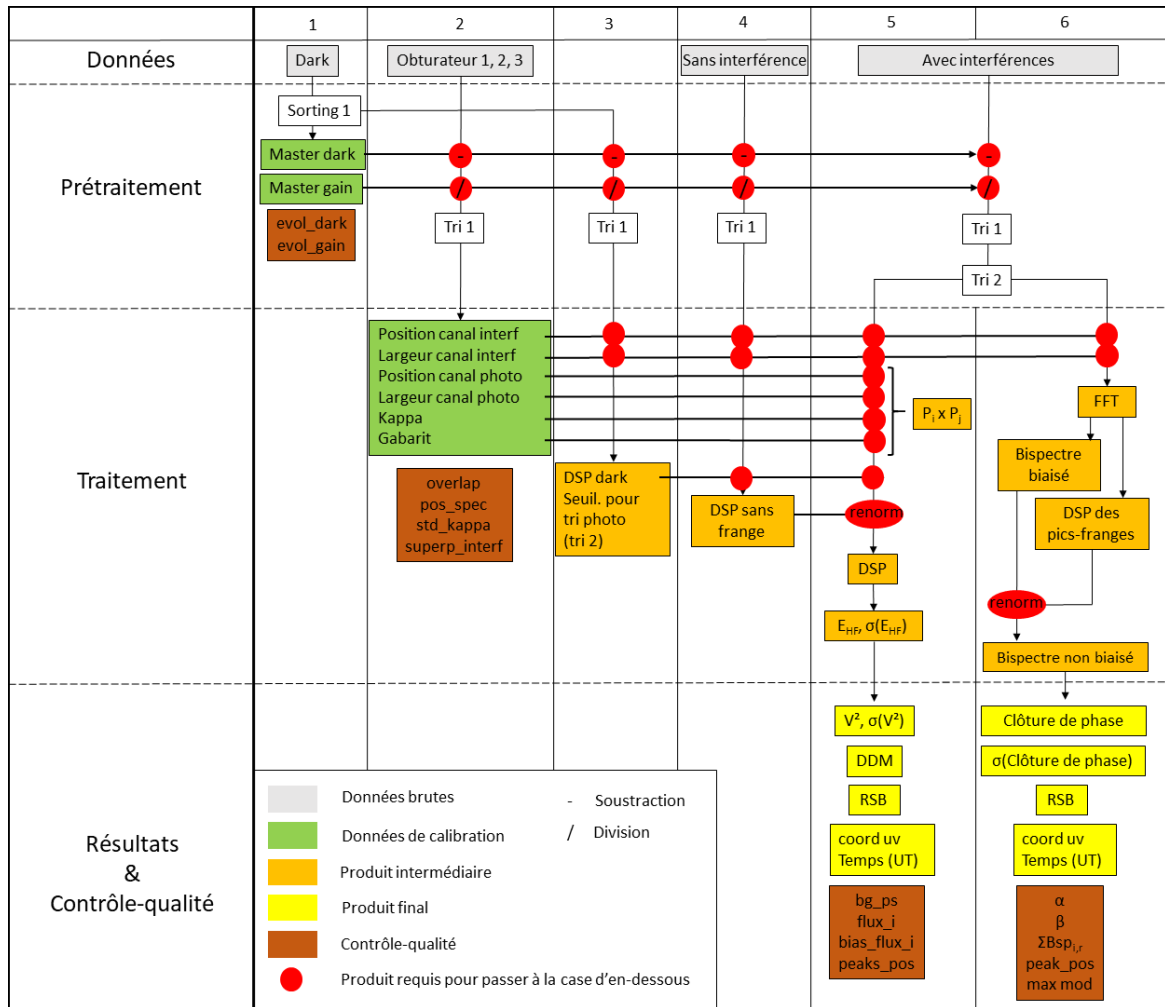


FIGURE 3.4 – Diagramme de la réduction des données de FRIEND

La Figure 3.4 montre l’organigramme du traitement du signal indiquant comment toutes les données sont utilisées afin d’obtenir les mesures de visibilité ou de clôture. Celles qui sont acquises de la colonne 2 à la colonne 6 de l’organigramme sont d’abord prétraitées. Ensuite, le numérateur et le dénominateur de l’estimateur de la visibilité sont calculés indépendamment. Enfin, on calcule le bispectre dont on déduit la clôture de phase.

3.2.1 Prétraitement des données

La première étape par laquelle toutes les données passent est le tri des images aberrantes : c’est le *Tri 1* (Fig. 3.4). Il enlève du traitement les images contenant au moins un pixel ayant une valeur extrême. Il s’agit d’une valeur qui est supérieure à 3 fois la médiane de l’ensemble des maxima de toutes les images d’un bloc.

Ensuite, je procède à la cosmétique du détecteur pour obtenir les images prétraitées *pp frames* :

$$pp\ frames = \frac{frames - master\ dark}{master\ gain} \times K, \tag{3.60}$$

avec $K = 19.12\ e^-/ADU$ (Tab. 2.6).

Le *master dark* est le fond moyen du détecteur calculé à partir des images acquises dans 10 blocs des données *Dark* (Sec. 6.1) auxquelles *Tri 1* aura été appliqué. Le *master gain* est la carte des gains

d'amplification des 8 octants déterminée grâce à la méthode qui sera exposée dans la Section 6.1. Cette carte est obtenue à partir du même jeu de données utilisé pour la détermination du *master dark*.

Le prétraitement est représenté par l'opérateur $-$ dans un cercle rouge qui symbolise la soustraction du *master dark* aux données concernées, et par l'opérateur $/$ dans un autre cercle rouge qui représente la division de cette soustraction par $\frac{\text{master gain}}{K}$.

La Figure 3.5 montre l'effet du prétraitement sur le signal brut du détecteur. A gauche, on voit bien les défauts de ce dernier, en particulier les octants (dont les gains effectifs sont différents), avant le prétraitement, et leur disparition à droite. Je parviens ainsi à gommer ces défauts.

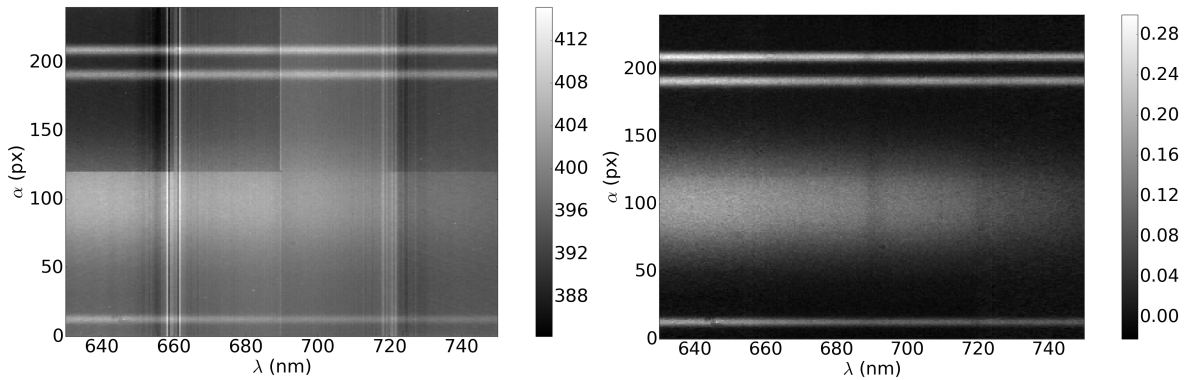


FIGURE 3.5 – A gauche : image moyenne acquise sur ζ Ori (DIT = 20 ms, gain = 997) avant le prétraitement. A droite : image moyenne après prétraitement. L'échelle de couleur en ADU du détecteur, à gauche, et en photoélectrons, à droite.

Par ailleurs, du fait de la turbulence atmosphérique, l'injection dans une fibre de FRIEND est fluctuante et souvent de l'ordre de 1% ($r_0 = 13$ cm à 690 nm), sans optique adaptative. Ces fluctuations d'une image à l'autre dégradent la qualité des mesures interférométriques. En effet, le flux dans une voie photométrique peut être trop faible pour être mesuré dans une image donnée. Conserver cette image biaise alors l'estimation du dénominateur de l'Équation (3.11) de la visibilité du système de franges utilisant cette voie. J'ai donc mis en place un autre système de tri qui permet de ne conserver que les images ayant suffisamment de flux dans la voie photométrique analysée : c'est le tri photométrique ou *Tri 2* (Fig. 3.4). Afin de faire une mesure non biaisée de la visibilité $|V_{ij}|^2$, seules les images retenues par ce tri appliqué sur les deux voies i et j sont exploitées.

Le flux dans une voie photométrique est trop faible si :

$$\frac{P_i}{\langle \sigma_{k,l} \rangle_{k,l}} \leq n, \quad (3.61)$$

où P_i est le flux de la voie photométrique testée, n est le seuil en-deçà duquel l'image est rejetée. $\langle \sigma_{k,l} \rangle_{k,l}$ est l'écart-type du signal moyenné sur toutes les voies photométriques l de tous les blocs de données *Dark* intégrés k .

J'ai calculé les visibilitées des bases E2W2, E1E2 et E1W2, sur le calibrateur ζ Cas, la nuit du 29 septembre 2016, pour différentes valeurs de n (Fig. 3.6 à gauche). Plus le seuil est élevé, moins il y a d'images retenues pour calculer la visibilité. On s'aperçoit ainsi que cette dernière diminue d'abord, signe que la photométrie était sous-estimée à cause de l'utilisation d'images où l'injection était trop basse. Puis elle atteint un minimum local avant d'augmenter tout comme l'estimation de son erreur, signe que le calcul de la visibilité est de nouveau biaisé par un nombre d'images insuffisant (Fig. 3.6 à droite). Ainsi, la valeur de n où la visibilité est minimale mais avec une erreur égale à celle de la visibilité sans tri correspond à la valeur optimale du seuil : $n = 1.5$.

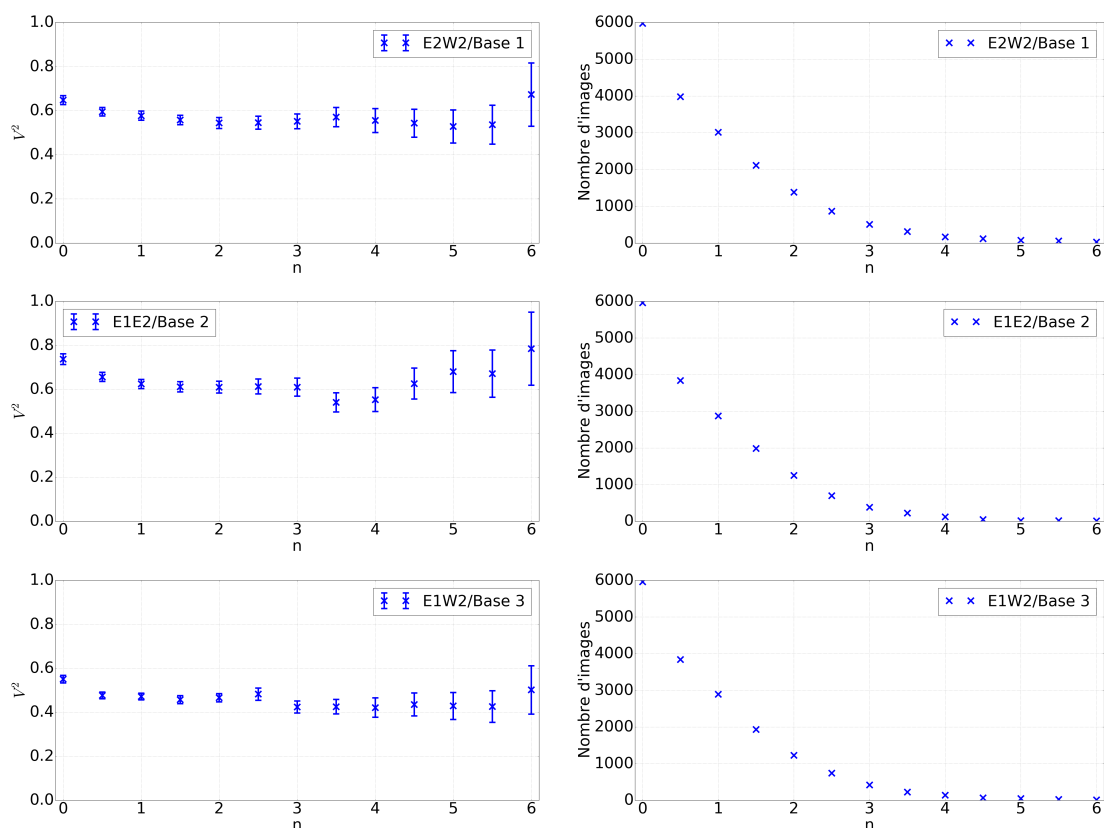


FIGURE 3.6 – A gauche : Courbes de visibilitées obtenues sur ζ Cas pour différentes valeurs de seuil. De haut en bas : E2W2 (base 1), E1E2 (base 2) et E1W2 (base 3). Chaque point est calculé à partir d'un bloc de 6000 images avant le tri. A droite : nombre d'images restant après le *Tri 2* en fonction de la valeur n .

Le problème de fluctuations d'injection biaise aussi la mesure de la clôture de phase. C'est pour quoi le tri photométrique s'applique, dans ce cas-ci, aux trois voies en même temps pour conserver des images avec des flux suffisants dans chacune d'entre elles. Cela garantit la présence des trois systèmes de franges dans la voie interférométrique et la possibilité d'une mesure de clôture de phase. En effet, si le flux d'un faisceau est suffisant dans la voie photométrique, il l'est nécessairement dans la voie interférométrique de part l'équilibrage du flux entre les voies (Sec. 2.3.2).

On considèrera par la suite que toutes les données sont prétraitées et triées.

3.2.2 Visibilité

3.2.2.1 Calcul du numérateur de l'estimateur de visibilité

Le numérateur de l'Éq. (3.11) est l'énergie du pic-frange qui est présent dans la DSP de l'interférogramme. Cette dernière est obtenue en faisant la moyenne des DSP des images des données

scientifiques *Avec interférences* (Fig. 3.4), et est notée $\langle DSP_1 \rangle$ (Fig. 3.8 en haut à gauche). Elle contient les bruits du détecteur qui n'ont pas été enlevés par le prétraitement. Il y a alors les artefacts du détecteur et le biais de photons qui contribuent à la structure du fond de la DSP.

La première opération consiste à retirer les artefacts (Fig. 3.7, à gauche) que l'on retrouve également dans les données de *Dark*. On soustrait alors la DSP du dark $\langle DSP_{\text{dark}} \rangle$ (Fig. 3.8 en haut à droite) à la DSP des franges (Fig. 3.7, à droite) :

$$\langle DSP \rangle = \langle DSP_1 \rangle - \langle DSP_{\text{dark}} \rangle . \quad (3.62)$$

$\langle DSP_{\text{dark}} \rangle$ est obtenue en faisant la moyenne des DSP dans la voie interférométrique des images des blocs de *Dark*.

Puis il reste le biais de photons dans la structure de fond (Fig. 3.7, à gauche). Il est estimé grâce à la DSP $\langle DSP_{\text{foreground}} \rangle$ (Fig. 3.8 en bas à gauche), qui est obtenue de la même façon que $\langle DSP_{\text{dark}} \rangle$ à partir des images des données *Sans interférence*. On enlève les artefacts présents dans celle-ci avec la soustraction de $\langle DSP_{\text{dark}} \rangle$. Toutefois, le niveau du biais (mais pas sa forme) dépend du nombre de photons qui est différent selon ce qui est observé (l'étoile ou la source interne). Une mise à l'échelle doit alors être appliquée :

$$\langle DSP'_{\text{foreground}} \rangle = N_1/N_{\text{foreground}} (\langle DSP_{\text{foreground}} \rangle - \langle DSP_{\text{dark}} \rangle) , \quad (3.63)$$

où N_1 et $N_{\text{foreground}}$ sont respectivement le nombre de photons dans $\langle DSP_1 \rangle$ et $\langle DSP_{\text{foreground}} \rangle$. Ils sont mesurés sur les pics centraux de leurs DSP respectives.

L'équation permettant d'obtenir la DSP corrigée DSP_0 (Fig. 3.7 à droite) est :

$$\langle DSP_0 \rangle = \langle DSP_1 \rangle - \langle DSP_{\text{dark}} \rangle - N_1/N_{\text{foreground}} (\langle DSP_{\text{foreground}} \rangle - \langle DSP_{\text{dark}} \rangle) . \quad (3.64)$$

Malgré cette correction, il reste un biais constant dans le fond de DSP_0 . La correction du biais de photons a permis d'enlever 90% du biais présent dans le support du pic-frange (Fig. 3.7, à droite). Ce biais provient de phénomènes non-linéaires dans le détecteur. Il est estimé dans une région de DSP_0 sans signal puis soustrait à toute la DSP (Fig. 3.7 à droite, et Fig. 3.8 en bas à droite).

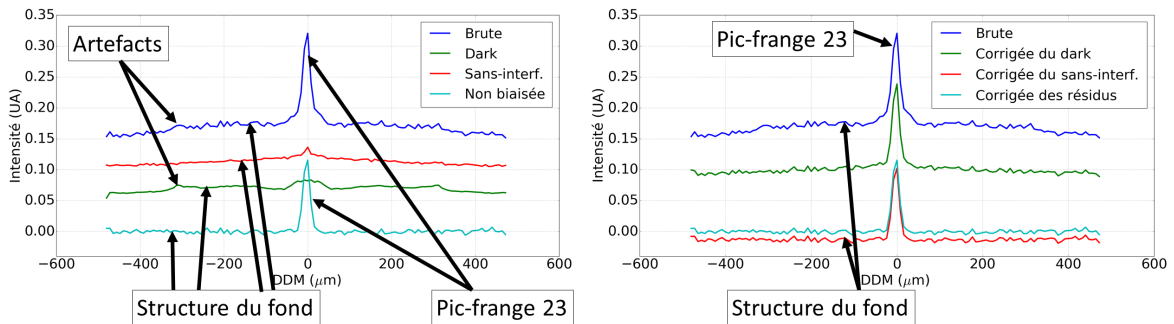


FIGURE 3.7 – A gauche : coupe à la hauteur du pic-frange 23 de $\langle DSP_1 \rangle$, $\langle DSP_{\text{dark}} \rangle$, $\langle DSP_{\text{foreground}} \rangle$ et $\langle DSP_0 \rangle$. A droite : Coupe de la DSP à différentes étapes de l'application de l'Équation (3.64). Le biais du fond est supprimé à l'issue du traitement mais certaines structures persistent, elles sont négligeables et ne gênent pas la mesure du signal.

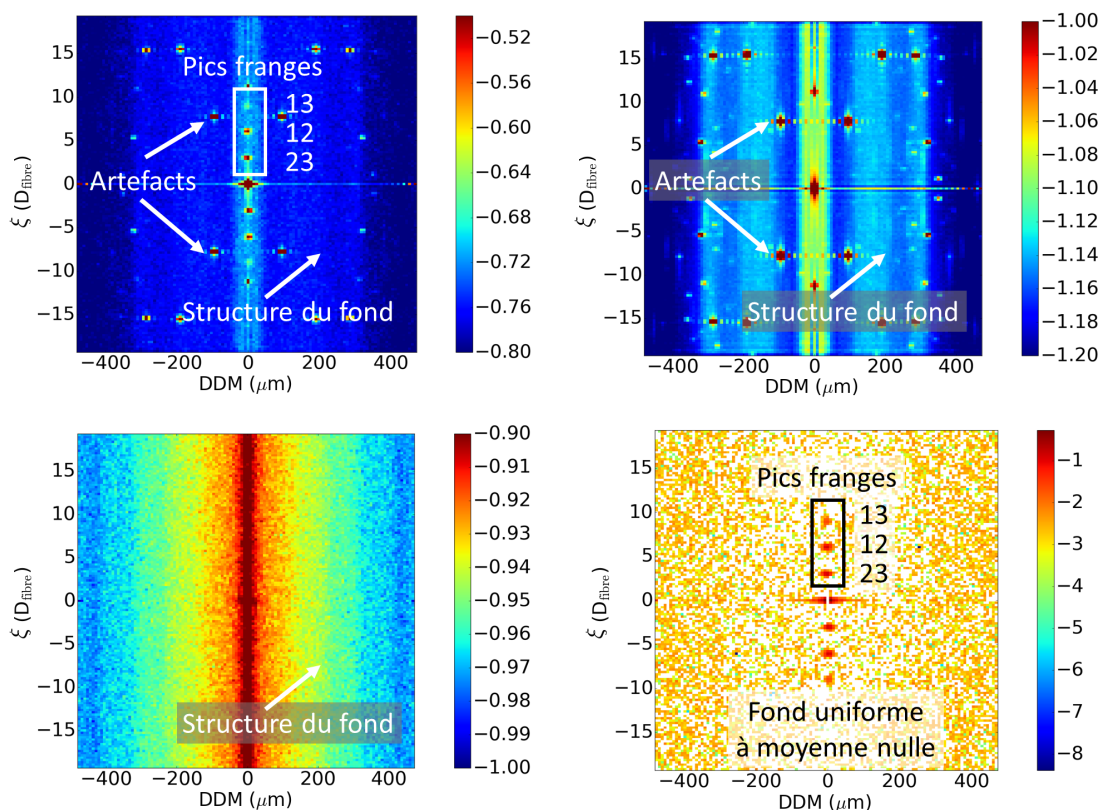


FIGURE 3.8 – DSP des différentes quantités pour traiter la DSP de l’interférogramme. En haut à gauche : $DS P_1$, en haut à droite : $DS P_{\text{dark}}$. En bas à gauche : $DS P_{\text{foreground}}$, en bas à droite : $DS P_0$. DIT = 20 ms, gain = 997. L’échelle de couleur est en logarithme décimal.

Une fois la DSP corrigée, il faut localiser les pics-franges. Leurs positions verticales sont connues et fixes (bases reconfigurées en sortie du V-groove). Leurs positions horizontales peuvent varier à cause d’une inégalité de chemins optiques (à cause du piston atmosphérique différentiel par exemple). Néanmoins, ce dernier est partiellement compensé grâce au suivi de franges opéré par CLIMB (Sec. C.2.1). On recherche alors les maxima des deux premiers pics-franges dans deux rectangles de 17 par 9 pixels, centrés sur la DDM nulle et à leurs positions verticales attendues (Fig. 3.9). La taille des zones de recherche est définie empiriquement.

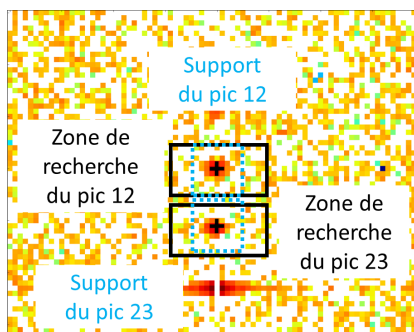


FIGURE 3.9 – Zones de recherche des deux premiers pics-franges

Une fois chaque maximum trouvé, on détermine l’énergie E_{ij} du pic-frange par le calcul de l’intégrale sur son support circonscrit par un rectangle de 9 par 9 pixels centré sur ce maximum (Fig. 3.9). Le support d’intégration est à adapter en fonction de l’allure du pic-frange (par exemple, s’il est étalé, le support est à élargir).

3.2.2.2 Calcul du dénominateur de l'estimateur de visibilité

Le calcul du dénominateur de l'estimateur de la visibilité ij (Éq. (3.11)) nécessite la connaissance de la contribution et de la forme des faisceaux dans la voie interférométrique. Cependant, il est impossible de mesurer en même temps la visibilité des franges et la forme des faisceaux ou leur contribution. Un des grands intérêts de l'interférométrie monomode est que la forme de l'interférogramme ne dépend que du profil d'intensité des fibres et de la stabilité de l'instrument. Il est donc possible de mesurer la forme des faisceaux dans la voie interférométrique et leur contribution dans celle-ci à partir de la voie photométrique (les coefficients κ) avec une source artificielle. L'étape *Obturbateur 1,2,3* est conçue pour mesurer la contribution (les coefficients κ) et la forme des faisceaux grâce aux gabarits (Fig. 3.4).

Pour chaque obturbateur ouvert, on calcule l'image moyenne du bloc de données sur la bande spectrale s'étalant sur tous les octants. Ensuite, nous ajustons les profils du faisceau dans les voies interférométrique et photométrique pour chaque canal spectral (de largeur 1 pixel), par le modèle (Fig. 3.10) :

$$f(x) = A_{\text{photo},i} e^{-\frac{(x-x_{0,\text{photo},i})^2}{2\sigma_{\text{photo},i}^2}} + A_{\text{interf},i} e^{-\frac{(x-x_{0,\text{interf},i})^2}{2\sigma_{\text{interf}}^2}} + \text{biais} \quad (3.65)$$

où A , x_0 , σ sont respectivement l'amplitude, le centre et l'écart-type des gaussiennes. $i = 1..3$ identifie le faisceau et sa voie photométrique, *biais* est la valeur résiduelle constante du dark après prétraitement des images. $x_{\text{photo},i}(\lambda)$ et $x_{\text{interf},i}(\lambda)$ donnent la position du profil du faisceau pour chaque canal spectral.

Finalement, la position des voies photométrique et interférométrique sont obtenues par :

$$\begin{aligned} x_{\text{photo},i} &= \langle x_{\text{photo},i}(\lambda) \rangle_{\lambda} \\ x_{\text{interf},i} &= \langle x_{\text{interf},i}(\lambda) \rangle_{\lambda} \end{aligned} \quad (3.66)$$

Les voies photométriques font $\Delta_{\text{photo}} = 17$ pixels de largeur, soit la largeur à 3σ , centrée sur la position $x_{\text{photo},i}$ et la voie interférométrique fait $\Delta_{\text{interf}} = 147$ pixels de largeur (à 3σ) centrée sur la position $x_{\text{interf},i}$

En sommant les intensités sur Δ_{photo} d'une part et Δ_{interf} d'autre part dans chaque canal spectral, on obtient, respectivement, les flux des voies photométrique $P_i(\lambda)$ et interférométrique $I_i(\lambda)$. On en déduit alors les coefficients $\kappa(\lambda)$ (Fig. 3.11).

L'exploitation des résultats de l'ajustement permet également de déterminer les gabarits des faisceaux dans la voie interférométrique. A partir des paramètres $x_{0,\text{interf},i}$, σ_{interf} et en fixant $A_{\text{photo},i} = A_{\text{interf},i} = 1$ et *biais* = 0, on dispose de la forme géométrique des faisceaux dans la voie interférométrique pour tous les canaux spectraux grâce à l'Équation (3.65). Cette forme est uniquement due aux aberrations optiques.

Le dernier élément à ajouter pour reconstruire les faisceaux est le spectre de l'étoile. On l'obtient à partir des données *Avec interférences*. Il suffit d'intégrer le flux de chaque voie photométrique dans la direction spatiale à partir d'une image moyennée sur toutes les images du bloc (Fig. 3.12, à gauche).

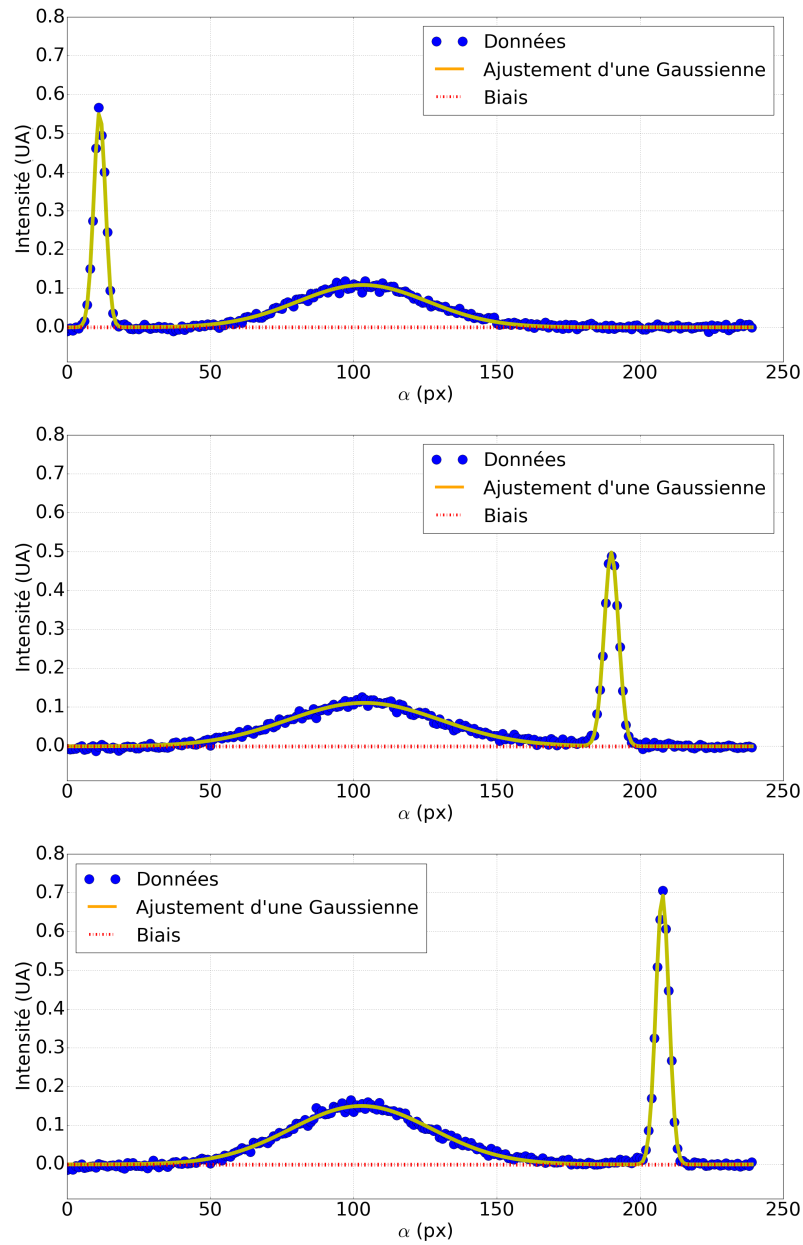


FIGURE 3.10 – De haut en bas : ajustement du modèle défini Éq. (3.65) des voies interférométrique et photométrique à 667.5 nm des faisceaux 1, 2 et 3, respectivement.

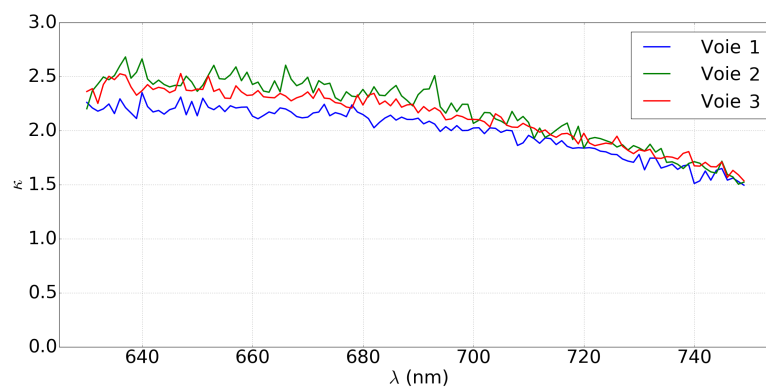


FIGURE 3.11 – Évolution spectrale des coefficients κ

Les gabarits sont multipliés par leurs spectres respectifs (Fig. 3.12, à droite). Ils sont ensuite normalisés en flux sur toute la bande spectrale disponible, i.e. sur toute la largeur du détecteur. Leur intégrale vaut donc 1. Les gabarits sont prêts (Fig. 3.13).

Connaissant la position et la largeur des voies photométriques, on peut obtenir le flux d'un faisceau par une intégration de sa voie dans les deux directions. On en déduit son flux dans la voie interférométrique grâce aux coefficients $\kappa(\lambda)$. On reconstruit alors le faisceau dans la voie interférométrique pour une image acquise, en multipliant le gabarit normalisé par le flux calculé précédemment.

A partir de ce faisceau reconstruit, il est possible de calculer le dénominateur de l'estimateur de V^2 .

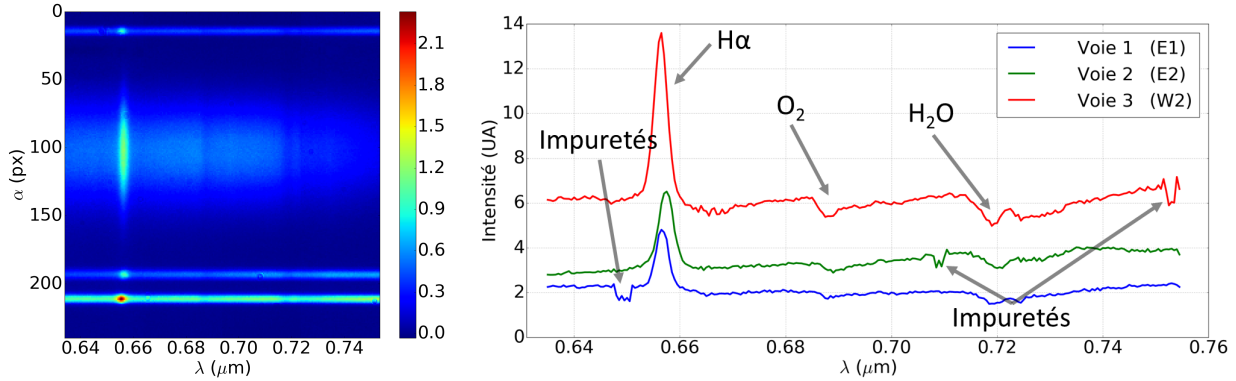


FIGURE 3.12 – A gauche : image moyenne de HD5394 (le 29/09/2016) dont on extrait les spectres dans les voies photométriques. A droite : spectres de HD5394 dans les trois voies photométriques. On y remarque la présence de poussière et la raie d'émission $H\alpha$ à 656.3 nm et les raies d'absorption du dioxygène et de la vapeur d'eau à respectivement 686.7 nm et 715 nm.

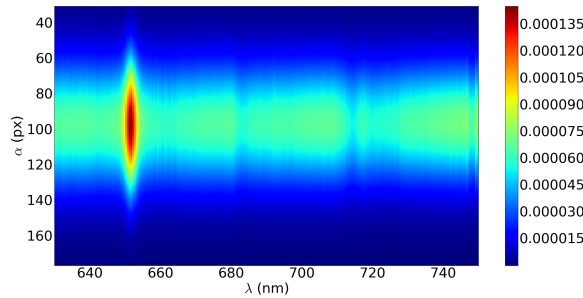


FIGURE 3.13 – Gabarit du faisceau 1, avec le spectre de γ Cas (avec la raie $H\alpha$ en émission), normalisé en flux (d'où la faible intensité des pixels). On y distingue la raie d'émission $H\alpha$ à 656.3 nm et les raies d'absorption du dioxygène et de la vapeur d'eau à respectivement 686.7 nm et 715 nm.

Finalement, on déduit la visibilité au carré $|V_{ij}^2|$ en faisant le rapport de l'énergie du pic-frange et du produit des photométries.

On détermine également la DDM en calculant la position du photocentre du support du pic-frange. L'abscisse du dernier pic-frange est déterminée par la relation de clôture :

$$\text{DDM}_{13} = \text{DDM}_{23} + \text{DDM}_{12} \quad (3.67)$$

On détermine aussi le RSB du pic-frange, celui de la visibilité, les coordonnées (u,v) dans le plan de Fourier de l'image de l'objet de celle-ci et la date de sa mesure. Les coordonnées sont déduites de l'ascension droite et de la déclinaison récupérées sur SIMBAD² qui est interrogé directement par le

2. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

DRS. Ce dernier récupère le nom de l'étoile dans l'en-tête du fichier FITS traité au mot-clé *HIERARCH CHARA OBS TARG NAME*. La date de la mesure est aussi extraite.

3.2.3 Estimation de l'erreur sur le module au carré de la visibilité

L'erreur sur le module au carré de la visibilité est définie par l'Équation (3.12). Les valeurs de D et E_{ij} sont directement données par le DRS. L'obtention de σ_D^2 et $\sigma_{E_{ij}}^2$ n'est pas directe, je vais donc démontrer leurs expressions à partir des quantités disponibles dans le DRS.

La variance $\sigma_{P_i P_j}^2$, qui intervient dans la variance de D (Éq. (3.34)), se calcule directement à partir des produits des photométries qui ont été obtenus image par image :

$$\sigma_{P_i P_j}^2 = \langle (P_i P_j)^2 \rangle - \langle P_i P_j \rangle^2 \quad (3.68)$$

Le facteur dépendant des κ et G de l'Éq. (3.34) est déjà connu par le calcul du module au carré de la visibilité.

L'énergie du pic-frange, mesurée dans le DRS, est liée à V^2 et à $\widetilde{G}ab_{ij}$ par l'Équation (3.33). Les variances des bruits de photons et de courant d'obscurité sont égaux au biais $\overline{D S P_{1,bias}}$ dans la DSP moyenne avant son traitement $\langle D S P_1 \rangle$:

$$\overline{D S P_{1,bias}} = F^2(N_{ph} + N_{d+c}) \quad (3.69)$$

Donc je peux réécrire PhotonNoise et CoupledTerms :

$$\text{PhotonNoise} = 2\overline{D S P_{1,bias}} E_{ij} + \overline{D S P_{1,bias}}^2 \quad (3.70)$$

$$\text{CoupledTerms} = 2N_{\text{pix}}\sigma_{RON}^2 E_{ij} + 2\overline{D S P_{1,bias}} N_{\text{pix}}\sigma_{RON}^2 \quad (3.71)$$

J'utilise ces nouvelles expressions pour calculer la variance de l'énergie du pic-frange (Éq. (3.49)).

3.2.4 Estimation de la clôture de phase

L'Équation (3.52) de la clôture de phase fait intervenir les intégrales des parties réelle et imaginaire du pic dans le bispectre. Ce dernier est calculé pour chaque image des données *Avec interférences*, sur la même bande spectrale que la visibilité. Contrairement à celle-ci, on calcule ici la TF 1D de l'interférogramme, de chaque image, pour chaque canal spectral, de largeur un pixel (Fig. 3.14).

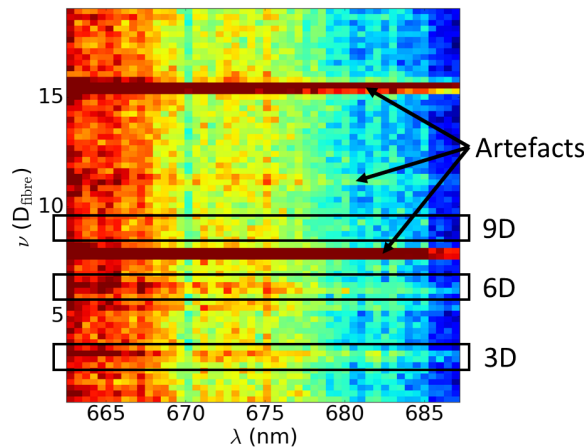


FIGURE 3.14 – TF 1D de l'interférogramme de ζ Ori A en fonction de la longueur d'onde. On y distingue les deux premiers pics-franges (à 3D et à 6D) mais pas le troisième (à 9D) ainsi que des bandes d'artefacts du détecteur.

J'ai tenté de calculer le bispectre à partir de la TF 2D mais plusieurs obstacles m'ont conduit à y renoncer.

Le premier est la taille de la TF 2D de l'interférogramme. En effet, le temps pour calculer le triple produit pour chacun de ses points évolue en N^2 , N étant le nombre total de points c'est-à-dire $N = 120 \times 73$ pixels (de part la symétrie de la transformée de Fourier, je peux ne prendre que la moitié de la TF du signal). Pour raccourcir le temps de calcul, je l'ai limité aux points des pics-franges. J'obtiens alors un bispectre à 4 dimensions dont les variables sont (u_x, u_y, v_x, v_y) où u_x et u_y sont les coordonnées en DDM et en spatial du premier pic-frange, et v_x et v_y celles du deuxième pic-frange. Pour plus de lisibilité, je désigne les coordonnées des deux pics-frange respectivement par les vecteurs $\vec{u} = (u_x, u_y)$ et $\vec{v} = (v_x, v_y)$. La position du troisième pic-frange est déterminée grâce à la relation de clôture de la DDM (Éq. (3.67)) et la connaissance de sa coordonnée spatiale.

Le deuxième obstacle est l'incertitude sur la position exacte des 2 premiers pics-franges. En effet, le piston différentiel élargit les pics-franges dans la direction de la DDM, ce qui induit une incertitude sur leurs positions exactes. La moindre erreur sur la détermination du pic-frange provoque des effets de phase qui faussent complètement la mesure de la clôture de phase.

J'ai donc décidé de calculer le bispectre à partir de la TF 1D de l'interférogramme, quitte à perdre en sensibilité (ce qui justifiait l'emploi de la TF 2D pour la visibilité). La position des trois pics-franges ne dépend alors que de la recombinaison des bases qui est connue. La taille de la TF 1D dans un canal spectral est plus petite ($N = 73$) et le temps de calcul du bispectre sur toute la bande spectrale évolue en $120N^2$. Je peux donc calculer plus rapidement le triple produit en tout point de la TF de l'image i à la longueur d'onde λ :

$$B_{i,\lambda,\vec{u},\vec{v}} = C_{i,\lambda,\vec{u}} C_{i,\lambda,\vec{v}} C_{i,\lambda,\vec{u}+\vec{v}}^* \quad (3.72)$$

où $C_{i,\lambda,\vec{u}}$ est la valeur de la TF à la position \vec{u} .

Afin de maximiser le RSB, je somme les bispectres des différents canaux spectraux entre eux et je les moyenne sur les images utilisées. J'obtiens alors un bispectre 2D (Fig. 3.15) qui est symétrique par rapport à la diagonale. Le triple produit des pics-franges se trouve à la position (6, 3) (encadré en blanc sur cette figure) et à la position (3, 6) par symétrie axiale. En effet, à ces positions, le triple produit s'effectue pour les positions des pics-franges : 3D, 6D et 9D.

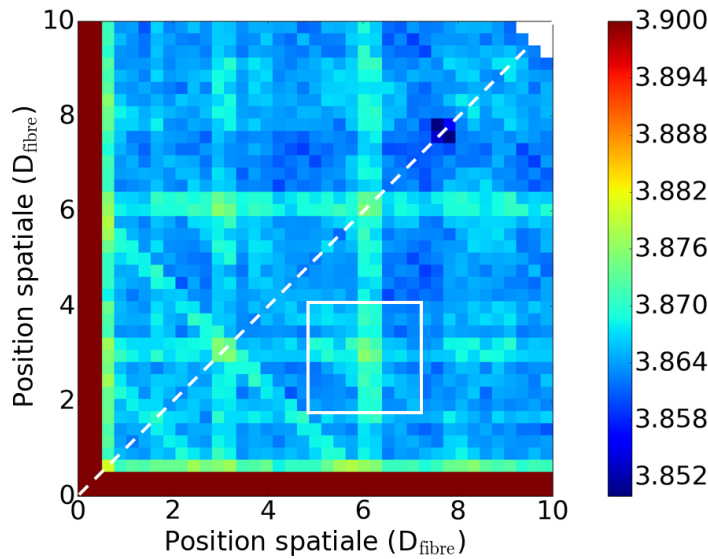


FIGURE 3.15 – Module du bispectre 2D de l'interférogramme de ζ Ori A. Le rectangle blanc circonscrit le pic du bispectre utilisé pour le calcul de la clôture de phase. Les coordonnées sont données en nombre de diamètre du faisceau collimaté en sortie du V-groove.

Cependant, [Wirmitzer \(1985\)](#) précise que la partie réelle du bispectre (Fig. 3.16a), qui est obtenu à partir d'un détecteur avec une amplification du signal, est biaisée. Ceci est dû à la contribution de la DSP de l'interférogramme dans le bispectre (Fig. 3.16b). Il propose la relation liant le bispectre biaisé $B_{1,\vec{u},\vec{v}}$ et celui corrigé $B_{0,\vec{u},\vec{v}}$ (Fig. 3.16c et d) :

$$\langle B_{0,\vec{u},\vec{v}} \rangle = \langle B_{1,\vec{u},\vec{v}} \rangle - c_2 \langle (|C_{\vec{u}}|^2 + |C_{\vec{v}}|^2 + |C_{\vec{u}+\vec{v}}|^2) \rangle + c_1 N \quad (3.73)$$

où $|C_{\vec{u}}|^2$ est la valeur de la DSP à la position \vec{u} et N est le nombre de photons présents dans l'interférogramme.

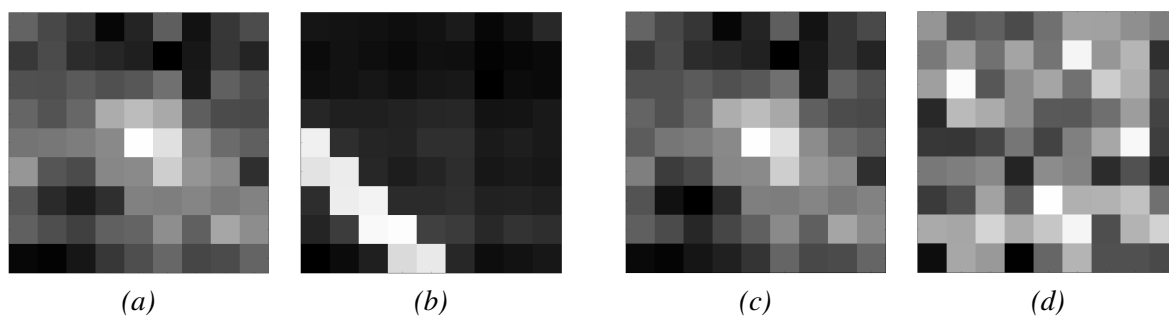


FIGURE 3.16 – Bispectres permettant de traiter celui de l'interférogramme. De gauche à droite : partie réelle de $\langle B_{1,\vec{u},\vec{v}} \rangle$, $\langle (|C_{\vec{u}}|^2 + |C_{\vec{v}}|^2 + |C_{\vec{u}+\vec{v}}|^2) \rangle$, parties réelle et imaginaire de $\langle B_{0,\vec{u},\vec{v}} \rangle$. DIT = 20 ms, gain = 997.

Les valeurs des coefficients c_1 et c_2 dépendent des hypothèses sur l'origine des biais. Dans le cas d'une EMCCD utilisée en mode analogique (i.e. en utilisant le signal brut, sans seuillage ni comptage de photons), [Basden & Haniff \(2004\)](#) proposent : $c_2 = 2$ et $c_1 = 6$.

J'ai voulu vérifier expérimentalement la valeur de c_2 . Je la détermine de sorte qu'elle minimise la variance du bruit de fond (visualisé Fig. 3.17) de $\langle B_{0,u,v} \rangle$. L'algorithme consiste à calculer la variance du bruit de fond en testant 12000 valeurs de c_2 comprises entre -6 et 6, et de choisir celle qui minimise la variance. Le choix des valeurs à tester est arbitraire. A partir des données acquises sur ζ Ori A la nuit du 12/10/2017, j'ai calculé les valeurs de c_2 optimales et j'en ai déduit l'histogramme (Fig. 3.18). On constate que la valeur moyenne de la distribution est très proche de 2, comme l'ont indiqué [Basden & Haniff \(2004\)](#) et [Wirmitzer \(1985\)](#). Cependant, vu l'amplitude des valeurs mesurées, nous avons préféré calculer la valeur de c_2 optimale pour chaque bloc de données.

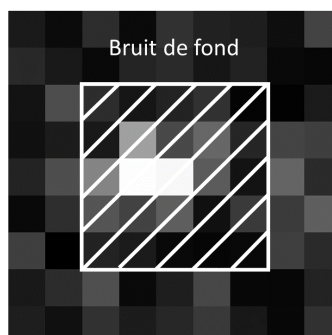


FIGURE 3.17 – Module du bispectre acquis sur ζ Ori A. La zone où le bruit de fond est estimé est à l'extérieur du carré blanc.

$c_1 N$ est le biais de photons dans le bispectre $\langle B_{1,\vec{u},\vec{v}} \rangle$ qui a été corrigé de la contribution de la DSP. On l'estime en calculant la valeur moyenne de la zone du bispectre où il n'y a pas le pic (Fig. 3.17).

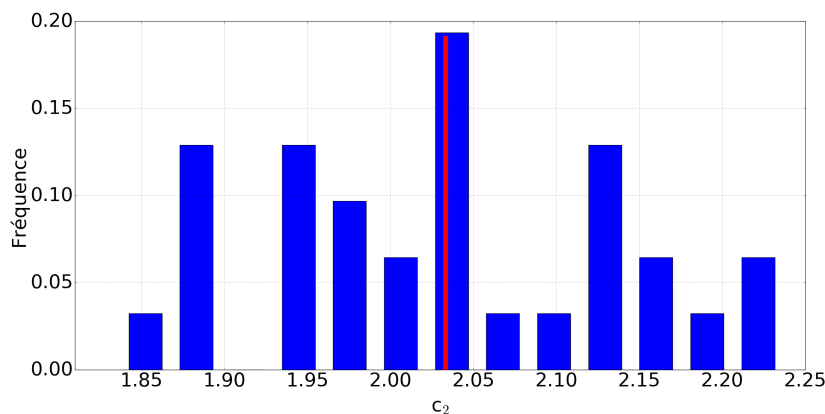


FIGURE 3.18 – Histogramme des valeurs de c_2 acquis sur ζ Ori A. La ligne rouge représente la moyenne de l'histogramme.

On en déduit alors $\langle B_{0,\vec{u},\vec{v}} \rangle$ puis on détermine le support du pic du bispectre par un carré de 3×3 pixels (qui correspond à la taille du pic) centré sur le maximum de son module. On calcule l'intégrale de ce support sur les parties réelle et imaginaire du bispectre et on en déduit la clôture de phase (Sec. 3.1.3).

On détermine également le RSB de la mesure de clôture, les coordonnées (u,v) du 3^e pic-frange dans le plan de Fourier de l'image de l'objet et la date. Les deux dernières quantités sont obtenues de la même façon que dans la Section précédente.

3.2.5 Contrôle qualité

J'ai conçu un système de contrôle qualité qui permet d'enregistrer des informations sur l'état de l'exécution des étapes et sur le cycle de vie de l'instrument (Fig. 3.4). Il permet également de contrôler le respect de certains critères qui ont été quantifiés de façon empirique.

Le contrôle qualité des données de *Dark* enregistre l'évolution du courant d'obscurité moyen et du gain d'amplification de chaque octant au cours des périodes d'utilisation du détecteur.

Le contrôle qualité des données de *Obturateur 1,2,3* surveille :

- L'état de superposition des faisceaux dans la voie interférométrique selon la direction spatiale : $x_{i,\text{interf}} - x_{j,\text{interf}} < 1$ pixel pour $i, j = 1..3$;
- Le parallélisme de l'axe spectral de chaque voie avec la direction horizontale du détecteur : on ajuste le modèle d'une droite $\alpha = p\lambda$ avec p sa pente, λ la longueur d'onde et α la position spatiale du faisceau en λ . Le parallélisme est respecté si $p < 2/120$ (Fig. 3.19) ;
- La dispersion des coefficients κ : pour une longueur d'onde donnée, la dispersion des coefficients doit être inférieure à 5% de la valeur moyenne ;
- La contamination des voies photométriques 1 et 2 par la voie interférométrique qui dérive à cause d'un problème mécanique sur la monture du 2^e miroir. L'expérience a montré qu'un réaligement est nécessaire une fois par semaine. Le critère de validité est : $x_{\text{interf}} + \frac{\Delta_{\text{interf}}}{2} < x_{2,\text{photo}} - \frac{\Delta_{\text{photo}}}{2}$ et $x_{\text{interf}} - \frac{\Delta_{\text{interf}}}{2} > x_{1,\text{photo}} + \frac{\Delta_{\text{photo}}}{2}$.

Le contrôle qualité de la visibilité enregistre plusieurs informations pour vérifier a posteriori le bon déroulement des corrections de la DSP et de la mesure de la visibilité au carré :

- les flux dans les voies photométriques et leurs produits 2 à 2 ($flux_i$) en cas de valeur de V^2 anormalement basse ou élevée ;
- la valeur de l'éventuel biais présent sur le support d'intégration des flux ($bias_flux_i$) ;
- la position des pics-franges ($peaks_pos$) ;
- L'énergie moyenne de certaines zones de la DSP aux alentours des pics-franges (bg_ps , Fig. 3.20) :
 - FR : zones des franges ;
 - NFR : zones autour des franges dont l'énergie doit être nulle ;
 - A : zones des artefacts dont l'énergie doit être la plus basse possible.

La surveillance des zones autour des pics-franges permettent de s'assurer de l'homogénéité du fond de la DSP après son traitement.

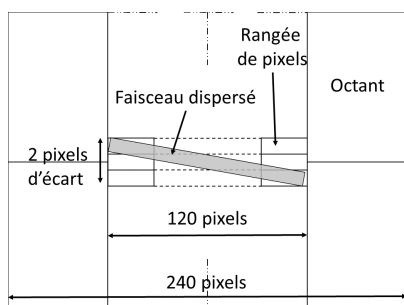


FIGURE 3.19 – Schéma représentant un faisceau dispersé projeté sur le détecteur (dont la structure en octant est suggérée et celle en pixels exagérée). Son inclinaison par rapport à l'axe horizontal du détecteur ne doit pas excéder 2 pixels sur 120.

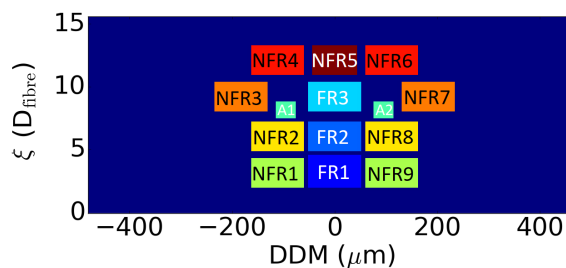


FIGURE 3.20 – Zones de surveillance de la DSP. Les zones NFR doivent être nulles pour ne pas avoir de biais dans la mesure des zones FR.

Le contrôle qualité de la clôture de phase enregistre :

- les valeurs de c_2 et c_1N . Cela permet notamment de vérifier que $c_2 = 2$. Si sa valeur est égale à une des bornes de l'ensemble des valeurs à tester, cela signifie que la minimisation n'est pas nécessairement atteinte ;
- les intégrales du support du pic du bispectre dans les parties réelle et imaginaire ;
- la position et la valeur du maximum du module du bispectre. Cela permet de comprendre pourquoi la valeur et son erreur sont aberrantes, le cas échéant.

3.3 Conclusion

Je dispose donc d'estimateurs pour le module au carré de la visibilité et de la clôture de phase ainsi que d'une méthode de réduction des données, avec le logiciel et la stratégie d'observation qui en découlent (Annexes C et D). Je vais à présent les tester sur des données simulées.

Validation du traitement du signal par la simulation

Sommaire

4.1 Description du modèle numérique	67
4.2 Choix du traitement du signal	72
4.3 Validation du logiciel de réduction des données	74
4.4 Conclusion	76

J'ai développé un simulateur de FRIEND en Python : FRIENDLY (FRIEND simuLator developed in pYthon) afin de comprendre la chaîne de bruit du détecteur et de développer le logiciel de réduction des données. Par ailleurs, l'OCAM² semble être capable de faire du comptage de photons et la question s'est posée d'utiliser ce mode de traitement du signal.

Dans ce chapitre, je présente le simulateur puis j'aborde l'étude sur le mode de traitement du signal à adopter. Enfin, je termine par une validation des estimateurs et de la réduction des données précédemment décrits.

4.1 Description du modèle numérique

J'ai conçu ce simulateur en plusieurs parties (Fig. 4.1). La première consiste à modéliser le signal projeté sur le détecteur. La deuxième est consacrée à la modélisation des bruits du détecteur qui dégradent le signal. La dernière est l'enregistrement des données de la même façon que celles de FRIEND (format de fichier, gestion des fichiers). Le modèle peut reproduire différentes conditions d'observation (en modifiant le rapport de Strehl) et différents états de l'instrument (en déterminant le mode spectral, le temps d'intégration, la transmission et le niveau de bruit du détecteur).

Le modèle numérique présente plusieurs limites. Premièrement, il ne simule pas d'objet astrophysique dont on déduirait les observables interférométriques. Il existe pour cela des outils tels que ASPRO2¹ (Bourgès et al. 2013), développé par le Centre Jean-Marie Mariotti. Dans FRIENDLY, il faut définir soi-même les valeurs de ces observables. Deuxièmement, la transmission instrumentale est identique pour les trois faisceaux. Troisièmement, il n'y a pas de fluctuations temporelles de l'injection ou du piston. Dernièrement, je considère que les octants suivent la même consigne de gain d'amplification. Ce n'est pas le cas sur le détecteur réel du fait des différences d'étalonnage entre les 8 registres d'amplification. Ces limites ne gênent en rien l'accomplissement des objectifs de ce simulateur qui sont de caractériser les biais du détecteur, de développer et valider les estimateurs des observables interférométriques, leurs erreurs et de confirmer la méthode de traitement du signal décrite Sec. 3.2.

1. http://www.jmmc.fr/aspro_page.htm

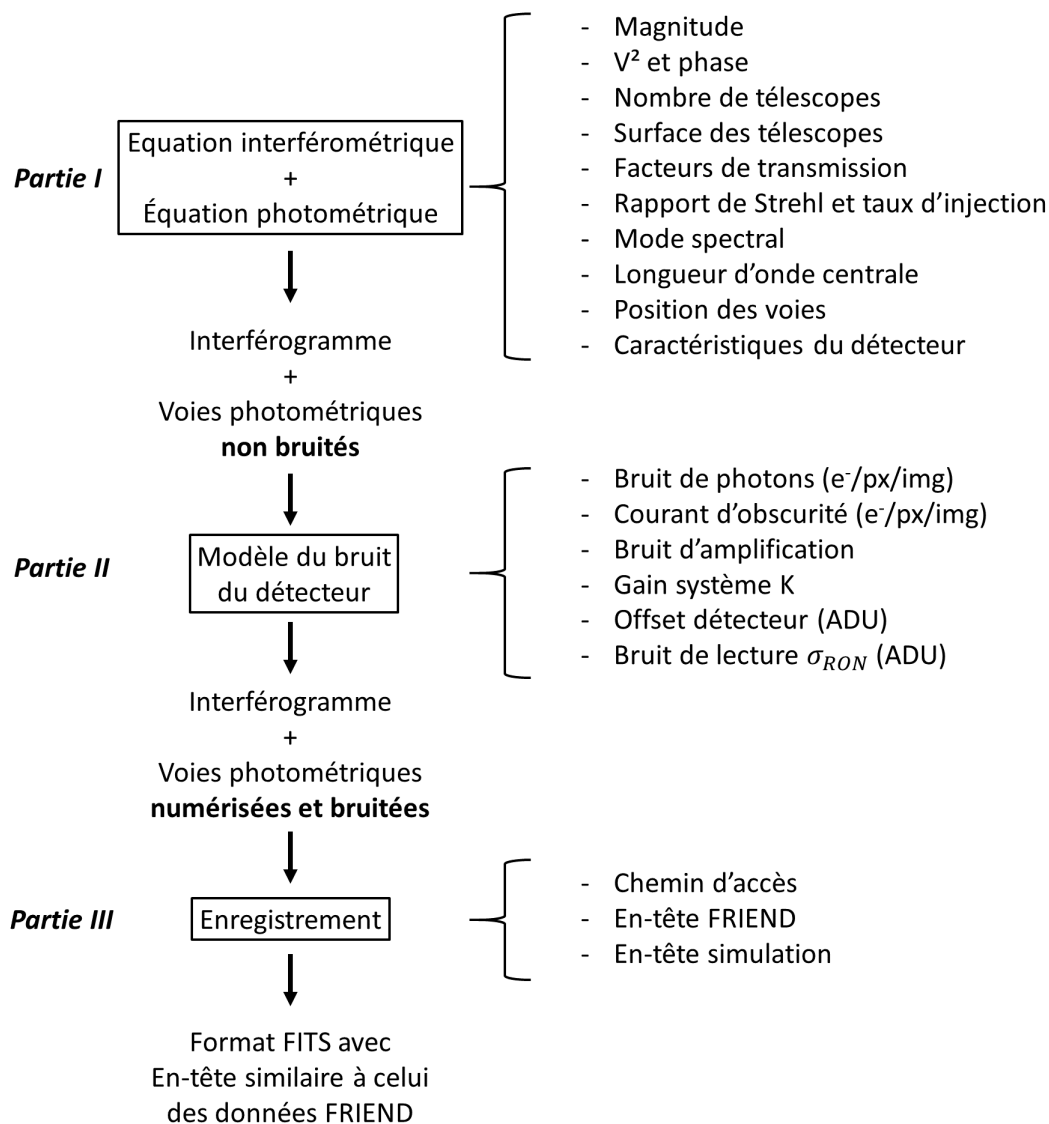


FIGURE 4.1 – Diagramme fonctionnel du modèle numérique de FRIEND divisé en 3 parties avec leurs paramètres (Tab. 4.1).

a) Partie I (Fig. 4.1) :

Je reproduis le signal projeté sur le détecteur créé par les optiques du module de recombinaison. Je modélise ainsi une image parfaite sans aberration optique (que je néglige) ni bruit du détecteur. Elle dépend des propriétés photométriques de l'objet observé, des paramètres instrumentaux et atmosphériques, et des caractéristiques du détecteur (Tab. 4.1). Je simule également les interférences en considérant le module et la phase de la visibilité (Tab. 4.1) ainsi que leur codage spatial sur le détecteur. Cette image est échantillonnée sur la matrice de 240×240 pixels de ce dernier (Fig. 2.8, en bas à droite).

L'Équation de ce signal est alors :

$$I(\lambda, \alpha) = \sum_{i=1}^n i_i(\lambda, \alpha) + \sum_{i=1}^n I_i(\lambda, \alpha) + 2 \sum_{i=1}^3 \sum_{j>i}^n \sqrt{I_i(\lambda, \alpha) I_j(\lambda, \alpha)} V_{instr,ij} V_{obj,ij} \cos \left(\frac{2\pi}{\text{interfrange}(b_{ij}, \lambda)} \alpha + \frac{2\pi}{\lambda} \chi_{ij} + \phi_{instr,ij} + \phi_{obj,ij} \right). \quad (4.1)$$

On note la présence de plusieurs fonctions décrivant le profil discrétisé des intensités sur le détecteur :

- $I_i(\lambda, \alpha)$ est l'intensité du flux reçu du télescope i sur le détecteur dans la voie interférométrique à la position α à la longueur d'onde λ (Éq. (4.2) avec $t_{\text{sep}} = 0.7$, α_0 sa position spatiale dans la voie interférométrique et σ l'écart-type de son profil gaussien);
- $i_i(\lambda, \alpha)$ est l'intensité du flux reçu du télescope i sur le détecteur dans la voie photométrique i à la position α (Éq. (4.2) avec $t_{\text{sep}} = 0.3$, α_0 la position spatiale de la voie photométrique i et σ l'écart-type de son profil gaussien);
- $\text{interfrange}(b_{ij}, \lambda)$ est l'interfrange, fonction de λ et de la base recombinaée b_{ij} ;

Les valeurs de n , $V_{\text{instr},ij}$, $V_{\text{obj},ij}$, $\phi_{\text{instr},ij}$, $\phi_{\text{obj},ij}$ et χ_{ij} sont déterminées par l'utilisateur (sauf χ_{13} qui est imposé par la relation de clôture de DDM).

Ces flux proviennent de fibres dont le profil d'intensité est gaussien. Leur expression (en photo-événements) est donc :

$$I(\lambda, \alpha) = t_{\text{sep}} t_{\text{CHARA}} t_{\text{FRIEND}} \rho N(\lambda) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2\sigma^2}}. \quad (4.2)$$

Les valeurs des coefficients de transmission sont les valeurs moyennes données lors de la détermination de la transmission de l'instrument (Sec. 7.1). Mais il est possible de les modifier à volonté, de même que le rapport de Strehl S_r et donc le taux de couplage ρ .

Pour déterminer l'expression du nombre de photons de photo-événements $N(\lambda)$, je considère que le spectre du signal simulé est plat et la dispersion spectrale est donnée Tableau 2.4. On a alors :

$$N(\lambda) = \text{QE } S_{\text{tel}} \delta\lambda \text{ DIT } 10^{-0.4\text{mag}} \phi_0 \lambda_0 / (h c). \quad (4.3)$$

Les valeurs de DIT et mag sont ajustables par l'utilisateur. La largeur spectrale d'un pixel et λ_0 sont définis par le mode spectral choisi.

Les interfranges des trois bases 3D-6D-9D sont définies à 690 nm par :

$$\begin{aligned} \text{interfrange}(3) &= 13.2 \text{ pixels,} \\ \text{interfrange}(6) &= 6.6 \text{ pixels,} \\ \text{interfrange}(9) &= 4.4 \text{ pixels.} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Finalement, j'obtiens l'interférogramme et les voies photométriques non bruitées (Fig. 4.2).

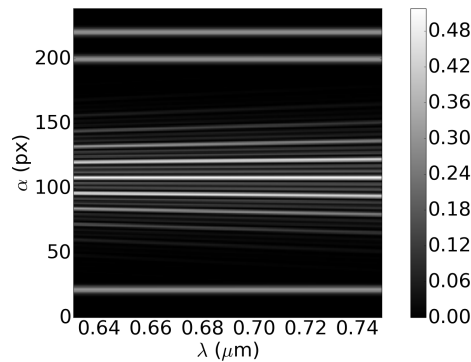


FIGURE 4.2 – Signal simulé non bruité de FRIEND d'une étoile de magnitude 2.09 en bande R (comme κ Ori). La visibilité vaut 1 pour toutes les bases et la clôture de phase est nulle.

Tableau 4.1 – Paramètres des différents objets simulés. Les valeurs numériques communes à tous les travaux présentés dans les Sections suivantes sont données.

Paramètres de l'étoile		
Paramètre	Valeur	Définition
mag	-	Magnitude de l'étoile
$V_{obj,ij}$	-	Module de la visibilité de l'objet mesurée par la paire de télescopes i, j
$\phi_{obj,ij}$	-	Phase de la visibilité de l'objet mesurée entre les télescopes ij
Paramètres optiques de CHARA et atmosphériques		
Paramètre	Valeur	Définition
n	-	Nombre de télescopes considérés
D	1	Diamètre des télescopes (en mètre)
S_{tel}	0.74	Surface du miroir primaire d'un télescope de 1 mètre de diamètre (en m ²) avec une obstruction centrale de 0.25 m de diamètre
t_{CHARA}	0.017	Facteur de transmission moyen du train optique de CHARA des télescopes jusqu'à FRIEND sans l'OA
Sr	0.02	Rapport de Strehl (correspondant à $r_0 = 14$ cm à 690 nm)
Paramètres optiques et interférométriques de FRIEND		
Paramètre	Valeur	Définition
ρ_0	0.69	Taux de couplage maximal, sans aberration avec une obstruction centrale (25% du diamètre du télescope)
ρ	0.014	Taux de couplage ($\rho = \rho_0$ Sr)
t_{sep}	0.7/0.3	Coefficient de réflexion (voie interférométrique) ou transmission (voies photométriques) de la séparatrice (achromatique)
t_{FRIEND}	0.5	Facteur de transmission de FRIEND
$\delta\lambda$	0.5	Largeur spectrale d'un pixel pour le mode LR (en nm)
	0.125	Largeur spectrale d'un pixel pour le mode MR (en nm)
λ_0	0.69	Longueur d'onde centrale de la bande spectrale choisie (en μm)
α_0	ligne 108	Position spatiale de la voie interférométrique sur le détecteur
	lignes 20, 200, 221	Positions spatiales des voies photométriques
		1, 2 et 3 sur le détecteur respectivement
σ	2 pixels	Ecart-type du profil gaussien du faisceau dans les voies photométriques
	24 pixels	Ecart-type du profil gaussien du faisceau dans la voie interférométrique
$V_{instr,ij}$	1	Module de la visibilité instrumentale de la paire de télescopes i, j
$\phi_{instr,ij}$	0	Phase de la visibilité instrumentale entre les télescopes ij
χ_{ij}	0	DDM entre les faisceaux des télescopes i et j (en μm)
Paramètres du détecteur		
G	997	Gain d'amplification
QE	0.9	Efficacité quantique du détecteur
DIT	0.02	Temps d'intégration d'une image (en seconde)
N_{d+c}	0.015	Courants d'obscurité et d'injection de charge (en e ⁻ /px/img)
K	19.12	Gain de conversion (en e ⁻ /ADU)
$biais$	400	Biais du détecteur (en ADU)
Bruit de lecture	15/7.5	Bruit de lecture des octants latéraux/centraux (en ADU/px/img)
Constantes		
ϕ_0	$1.8 \cdot 10^{-8}$	Flux de référence (magnitude = 0) (W/m ² / μm)

b) Partie II (Fig. 4.1) :

Je modélise les bruits du détecteur qui vont dégrader ce signal. La modélisation de la chaîne de bruits suit ce qui a été décrit dans la sous-section 2.5.2 :

- Dans la matrice de pixels du détecteur, le signal est bruité, pixel à pixel, grâce à un tirage aléatoire selon une distribution poissonnienne de paramètre $I(\lambda, \alpha) + N_{d+c}$ qui correspond à la statistique des photons et du courant d'obscurité.
 N_{d+c} est le courant d'obscurité et $I(\lambda, \alpha)$ est le nombre de photo-événements ;
- Le signal est ensuite amplifié et affecté par le bruit d'amplification, pixel à pixel. La distribution statistique de ce signal S_{out} suit une loi Gamma $f(S_{out}, S_{in}, G)$ dont le facteur de forme est le signal avant amplification S_{in} et le facteur d'échelle est le gain d'amplification G . La structure en octant est négligée ici, on considère que tous les registres d'amplification se comportent de façon identique ;
- Le signal est ensuite reçu par le convertisseur analogique-numérique. Celui-ci ajoute un bruit de lecture de distribution gaussienne centrée sur un *biais* et d'écart-type dépendant de l'octant (Tab. 4.1).

J'ai comparé une moyenne sur 10 images de dark simulé (Fig. 4.3, à gauche) à une moyenne sur 10 images de dark réel (Fig. 4.3, à droite). Ce nombre d'images permet de faire ressortir les différents gains d'amplification sur les données réelles tout en conservant la visibilité des différents bruits de lecture sur les deux images moyennes. On reconnaît la différence des bruits de lecture entre les octants centraux et latéraux. On voit également les différents gains entre les octants sur l'image moyenne réelle mais pas sur l'image moyenne simulée. En effet, OCAM² dispose de 8 registres d'amplification (Fig. 2.12) qui ne se comportent pas de façon rigoureusement identique contrairement à ce qui est supposé sur la simulation. Cela est dû aux limites exposées dans l'introduction de cette Section.

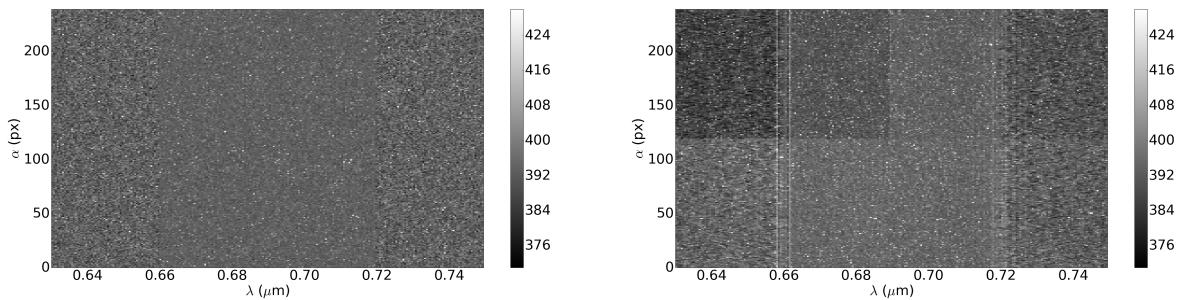


FIGURE 4.3 – A gauche : dark simulé moyenné sur 10 images. A droite : dark réel moyenné sur 10 images.

Ces deux premières parties créent une seule image. Elles sont répétées 6000 fois pour créer un bloc de données. A chaque fois, seul le bruitage de l'image change selon la méthode décrite ci-avant.

c) Partie III (Fig. 4.1) :

Je sauvegarde les données au format FITS dont l'en-tête reprend celui des vraies données FRIEND (temps d'intégration, gain, nombre de télescopes, nombre d'images, date de l'observation, numéro HD, ascension droite et déclinaison de l'objet). J'y ajoute aussi d'autres entrées qui reprennent certains paramètres de la simulation : la magnitude de l'étoile, le module, la phase de la visibilité et la DDM de chaque base, le courant d'obscurité et le rapport de Strehl.

Le chemin d'accès au répertoire du fichier reprend la nomenclature utilisée par FRIEND :

~\année-mois-jour \nom-de-la-cible\friend_x.fits

où x correspond au numéro du fichier codé sur 3 chiffres.

Les données de calibration sont aussi simulées à chaque fois que des données avec des systèmes de franges le sont. Une fonction permet de simuler des données de *Dark* en n'exécutant pas la *partie I*. Les données *Sans interférence* sont simulées en mettant $V_{ij} = 0$, $\chi_{ij} = 0$ et $\phi_{ij} = 0$ pour toutes les bases. Les données *Obturateur 1,2,3* sont obtenues en ne calculant le flux que d'un seul faisceau.

Finalement, je dispose de jeux de données simulées (avec franges et de calibration) fidèles à ceux fournis par FRIEND qui me permettront de savoir comment traiter le signal du détecteur et de valider le logiciel de réduction des données.

4.2 Choix du traitement du signal

Grâce au modèle numérique, j'ai cherché à savoir comment je devais traiter les images délivrées par l'EMCCD parmi les 3 modes possibles : analogique, comptage de photons et semi-analogique (détaillés Sec. 3.2). Tous les modes nécessitent le prétraitement Éq. 3.60 (application du *master dark* et du *master gain*). Le mode analogique requiert un traitement approfondi de la DSP de l'interférogramme pour obtenir une mesure interférométrique fiable. Ce traitement est décrit dans le DRS (Sec. 3.2). Au contraire, les modes comptage de photons et semi-analogique ont l'avantage de le simplifier puisqu'on est confronté au seul bruit de photons, comme je le démontrerai dans la suite pour le dernier mode. La DSP obtenue dans ces modes ne requiert aucun traitement.

Le seuil des modes de comptage de photons et semi-analogique est égal à 3 fois le bruit de lecture qui vaut $0.14 e^-/px/img$ pour les octants centraux pour un gain de 997. Cela permet ainsi une sélection des photons à mieux de 1% d'erreur.

Pour comparer ces 3 modes, j'ai simulé des données interférométriques à 2 télescopes pour des magnitudes allant de 0 à 5 avec les paramètres donnés Tableau 4.2. J'ai simulé la plus petite base reconfigurée, qui utilise les faisceaux 2 et 3. Le jeu de données est le suivant :

- 1 bloc de 6000 images de données avec franges, de visibilité 1, par magnitude ;
- 10 blocs de 6000 images de dark ;
- 1 bloc de 6000 images pour des données à 2 télescopes sans frange ;
- 1 bloc de 6000 images avec le faisceau 2 uniquement ouvert ;
- 1 bloc de 6000 images avec le faisceau 3 uniquement ouvert.

Tableau 4.2 – Conditions de simulation pour tester les modes de traitement

Gain d'amplification	997
Courant d'obscurité	$0.015 e^-/px/img$
Temps d'intégration	20 ms
Séparatrice	70/30 (achromatique)
Magnitude	0, 1, 2, 3, 4 et 5
Nombre de télescopes	2
Nombre d'images par bloc	6000
Nombre de blocs par magnitude	1
Visibilité	1

Pour chaque magnitude, j'ai suivi les étapes 1 à 4 du DRS (Fig. 3.4). A l'étape 5, je procède au prétraitement du signal (Éq. (3.60)) comme indiqué dans le DRS.

J'ai calculé la visibilité en mode analogique sans et avec *Tris 1+2* en suivant l'étape 5 du DRS. Le critère du tri photométrique est d'avoir un flux minimal de 21 photo-événements, ce qui correspond à 1.5 fois le niveau de bruit moyen sur le flux intégré sur les deux voies photométriques de toutes les images de dark. Je m'attends à une visibilité biaisée sans les tris et moins ou non biaisée avec, à haute magnitude. En effet, à de si bas niveaux d'intensité, je m'attends à ce que le flux des voies photométriques soit inférieur au niveau de bruit pour certaines images, ce qui empêche la calibration du contraste des franges. La prise en compte de telles images biaiserait le calcul de la visibilité moyenne sur le bloc de données (cf la partie sur le tri photométrique dans la Section 3.2.1).

Le mode comptage donne un signal faiblement bruité et le bruit dans le mode semi-analogique est négligeable. En effet, il y a 2 photons/px/image dans la voie interférométrique, après amplification, à magnitude 5 pour un bruit de lecture qui est de $0.14 e^-/px/img$. N'ayant plus de bruit de détecteur pour ces deux modes, le tri photométrique n'a plus lieu d'être. Par conséquent, les *Tris 1* et *2* ne sont pas appliqués pour ces modes.

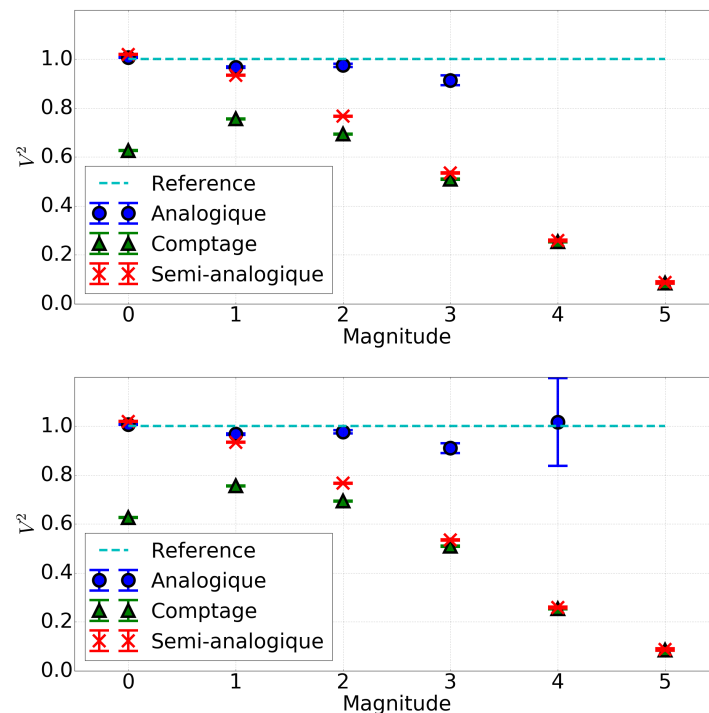


FIGURE 4.4 – Évolution de la visibilité mesurée en fonction de la magnitude pour différents modes de prétraitement. En haut : Les *Tris 1* et *2* ne sont pas appliqués pour le mode analogique. En bas : ces tris le sont pour le mode analogique. Sur tous les graphiques, aucun *Tri* n'est appliqué pour les modes comptage et semi-analogique.

La Figure 4.4 montre l'évolution de la visibilité en fonction de la magnitude sans *Tris 1+2* en haut et avec, en bas. On voit l'effet du tri photométrique sur le mode analogique entre les deux graphiques du haut. Sans le tri, des images dont le flux est noyé dans le bruit du détecteur ont été utilisées à tort, provoquant une surestimation de la visibilité à la magnitude 4 (qui vaut 5 donc est hors champ) et une valeur négative de la visibilité à magnitude 5 (-44 donc hors champ). Grâce au tri, la visibilité à la magnitude 4 est devenue correcte et toutes les images ont été rejetées à la magnitude 5 (Tab. 4.3). On est ainsi capable de faire des mesures interférométriques non biaisées à une magnitude plus forte que

sans le tri photométrique.

Tableau 4.3 – Nombre d’images après *Tri I+2* pour le mode analogique

Mode	Magnitudes					
	0	1	2	3	4	5
Analogique	5774	5693	5634	5526	708	0

Par ailleurs, la Figure 4.4 montre des biais, dans la mesure de la visibilité, qui varient en fonction de la magnitude, du mode et du tri.

Le mode comptage de photons sous-estime systématiquement la visibilité, en particulier à faible et forte magnitude. Dans le premier cas, l’hypothèse d’un photon maximum par pixel est invalide à cause d’un flux trop important. Le fléchissement de l’évolution des points entre les magnitudes 0 et 1 indique que c’est l’estimation de l’énergie du pic-frange qui est faussée (Figure 4.5, en haut à gauche). A forte magnitude, la sous-estimation de la visibilité est principalement due à une surestimation de la photométrie (Fig. 4.5, en haut à gauche).

Le mode semi-analogique donne une estimation inférieure de 7% à la valeur attendue à faible magnitude. Cette sous-estimation devient plus importante quand la magnitude augmente. Cela s’explique par une surestimation progressive de la photométrie, en fonction de la magnitude (Fig. 4.5, en haut à droite).

Le mode analogique, sans tri, reste le plus stable et le plus exact des trois modes jusqu’à la magnitude 4. A partir de cette magnitude, la photométrie est mal estimée (elle est même négative à magnitude 5). La Figure 4.5, en bas, montre un fléchissement de l’évolution de l’énergie du pic-frange à la magnitude 5. Elle montre aussi un fléchissement de l’évolution du produit des photométries à partir de la magnitude 4. On déduit donc de ces résultats que l’estimation du produit des photométries est biaisée avant celle de l’énergie du pic-frange à haute magnitude. On comprend ainsi l’intérêt du tri photométrique qui permet d’obtenir une mesure de visibilité non biaisée. Toutefois, si la magnitude est trop faible, le nombre d’images devient insuffisant et l’estimation de la visibilité est biaisée à cause d’un échantillon d’images trop petit (Fig. 4.4). Finalement, c’est ce mode qui est retenu et sa validation définitive est faite grâce à des données réelles (Fig. 3.6).

4.3 Validation du logiciel de réduction des données

Le simulateur m’a permis de faire une première vérification de l’efficacité de la méthode de traitement du signal, du calcul des observables interférométriques et de leurs erreurs.

J’ai produit des données simulées à trois télescopes avec des interférences, pour une étoile de magnitude 0 et les données de calibration nécessaires. Le jeu de données est le suivant :

- 50 blocs de 6000 images de données avec franges ;
- 10 blocs de 6000 images de dark ;
- 1 bloc de 6000 images pour des données à 3 télescopes sans frange ;
- 1 bloc de 6000 images pour chaque faisceau ouvert individuellement.

Les visibilités entrées dans le simulateur sont :

$$\begin{aligned}
 V_{23} &= 1, \\
 V_{12} &= 0.5, \\
 V_{13} &= 0.1.
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

J’ai choisi ces valeurs pour vérifier si le détecteur est assez sensible pour mesurer des basses visibilités et tester les performances du DRS à haute, moyenne et basse visibilité.

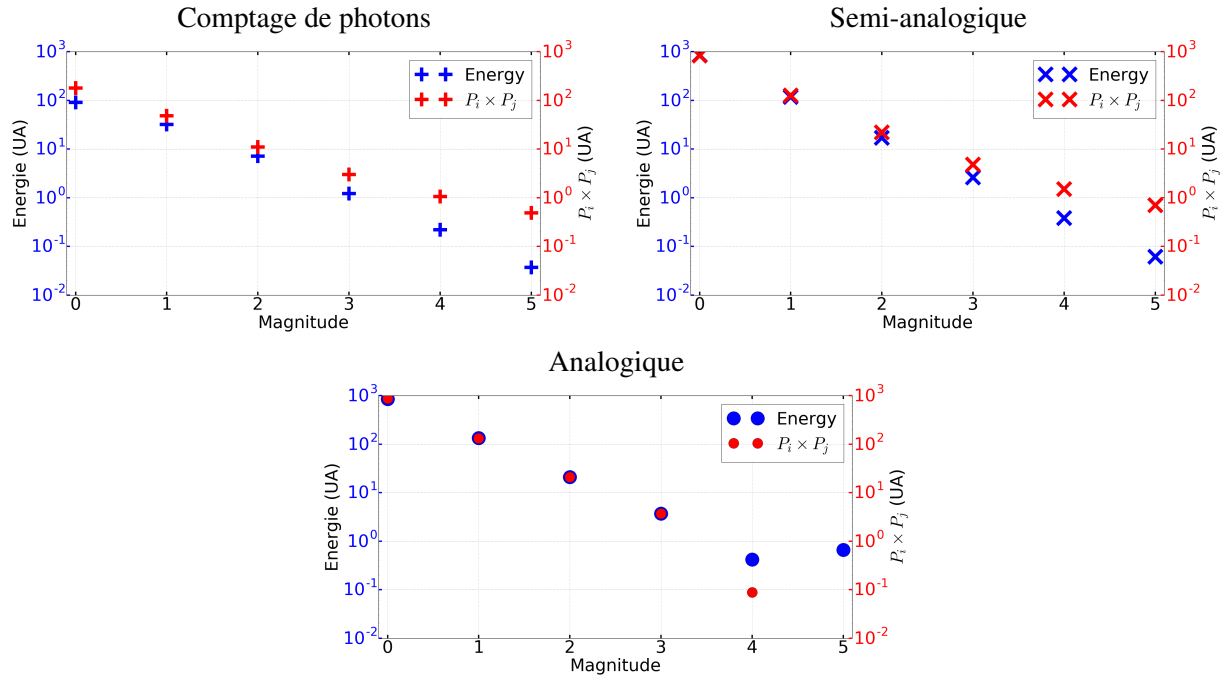


FIGURE 4.5 – Évolution de l'énergie du pic-frange et du produit des photométries en fonction de la magnitude. De haut en bas et de gauche à droite : modes comptage de photons, semi-analogique et analogique. En bleu : énergie du pic-frange. En rouge : produit des photométries.

Les phases entrées (arbitrairement) sont :

$$\begin{aligned}\phi_{23} &= 5^\circ, \\ \phi_{12} &= 10^\circ, \\ \phi_{13} &= 20^\circ.\end{aligned}\tag{4.6}$$

La clôture de phase est alors :

$$\Delta\phi = \phi_{23} + \phi_{12} - \phi_{13} = -5^\circ.\tag{4.7}$$

La première étape consiste à valider les estimateurs du module au carré de la visibilité et de son erreur. En utilisant le logiciel de réduction des données (Sec. 3.2), j'ai mesuré ces quantités avec les estimateurs décrits Sec. 3.1.1 pour les 50 blocs de données. Pour chaque base, j'en ai déduit la visibilité au carré moyenne $\langle V_{\text{mes}}^2 \rangle$, la dispersion statistique des mesures $\sigma_{V^2, \text{stat}}$ et la valeur moyenne des erreurs calculées par le DRS $\sigma_{V^2, \text{DRS}}$. Je vérifie la validité de l'estimateur de visibilité au carré en comparant la visibilité au carré moyenne mesurée $\langle V_{\text{mes}}^2 \rangle$ à la visibilité au carré théorique (Éq. (4.6)). Je fais de même pour l'estimation de l'erreur $\sigma_{V^2, \text{DRS}}$ en comparant sa valeur avec la dispersion $\sigma_{V^2, \text{stat}}$.

Tableau 4.4 – Comparaison des visibilité V_{ij}^2 des trois bases et de leurs erreurs. Leurs valeurs théoriques V_{th}^2 , $\sigma_{V^2, \text{stat}}$ sont comparées à celles mesurées $\langle V_{\text{mes}}^2 \rangle$, $\sigma_{V^2, \text{DRS}}$.

	V_{th}^2	$\langle V_{\text{mes}}^2 \rangle$	$\sigma_{V^2, \text{stat}}$	$\sigma_{V^2, \text{DRS}}$
Base 23	1	1.0	0.01	0.006
Base 12	0.25	0.25	0.005	0.003
Base 13	0.01	0.011	0.0009	0.006

Finalement, on constate que la simulation valide la capacité du DRS à mesurer le carré des visibilités mises dans la simulation (dont une faible) et le modèle d'erreur basé sur les bruits du détecteur (Tab. 4.4).

La deuxième étape est de valider la capacité du DRS à mesurer une clôture de phase $\Delta\phi$ et son erreur $\sigma_{\Delta\phi}$. En utilisant le logiciel de réduction des données, j'ai mesuré ces quantités pour les 50 blocs avec les estimateurs décrits Sec. 3.1.3. J'en ai déduit la clôture de phase moyenne $\langle \Delta\phi \rangle$, la dispersion statistique des mesures $\sigma_{\Delta\phi,stat}$ et la valeur moyenne des erreurs calculées par le DRS $\sigma_{\Delta\phi,DRS}$. Je vérifie la validité de l'estimateur de la clôture en comparant sa valeur moyenne mesurée $\langle \Delta\phi \rangle$ à la valeur théorique (Tab. 4.5). Je fais de même pour l'estimation de l'erreur $\sigma_{\Delta\phi,DRS}$ en comparant sa valeur avec la dispersion $\sigma_{\Delta\phi,stat}$.

Tableau 4.5 – Résultats de la simulation à propos de la valeur moyenne de la clôture $\Delta\phi$, la dispersion statistique $\sigma_{\Delta\phi,stat}$ et son erreur $\sigma_{\Delta\phi}$.

	Théorique	Mesuré	$\sigma_{\Delta\phi,stat}$	$\sigma_{\Delta\phi,DRS}$
$\langle \Delta\phi \rangle$	-5°	-5.0°	2.6°	1.2°

En conclusion, on constate que la simulation valide l'estimateur de la clôture de phase et de son erreur (Tab. 4.5).

4.4 Conclusion

La description du modèle numérique de FRIEND a été publiée dans [Martinod et al. \(2016\)](#) qui se trouve dans les prochaines pages. Grâce au simulateur, j'ai pu montrer la validité de tous les développements effectués autour du traitement du signal, notamment qu'un traitement analogique est suffisant. Ce modèle numérique a aussi permis d'appréhender la problématique de la biréfringence (Sec. 5.3). Il est également possible d'y implémenter des variations de rapport de Strehl pour étudier l'effet du résidu de la correction apportée par l'OA. Il en va de même pour les variations de la DDM afin de reproduire le comportement des interférences sous l'effet des résidus de la correction faite par un suiveur de franges. A présent que tous les outils ont été décrits et testés, je peux les utiliser pour caractériser les éléments importants de FRIEND dans la prochaine partie.

Troisième partie

Caractérisation de FRIEND

Deux propriétés critiques des fibres optiques en interférométrie

Sommaire

5.1 Introduction	79
5.2 Étude du couplage d'un front d'onde partiellement corrigé et d'une fibre optique	81
5.2.1 Estimation et corrélation du taux de couplage et des fluctuations de phase	81
5.2.2 Stabilité de l'injection : étude numérique d'un module Tip-Tilt	87
5.3 Contrôler la perte de la visibilité instrumentale à cause de la biréfringence différentielle	95
5.3.1 Perte de visibilité par la biréfringence différentielle	95
5.3.2 Annuler cette perte par compensation de l'effet de la biréfringence différentielle	96
5.3.3 Réalisation d'un module de compensation de l'effet de la biréfringence	98
5.3.4 Validation du concept du module pour FRIEND	105
5.4 Conclusion	106

On a vu dans la Section 1.4.4.2 que les fibres ont apporté un gain significatif de la précision des observables interférométriques. Cette amélioration se traduit cependant par une perte en sensibilité lors de l'injection. Cette perte peut devenir très grande dans le domaine visible, en présence de turbulence atmosphérique pour des télescopes de 1 mètre. Les systèmes d'optique adaptative peuvent cependant limiter cette perte. D'autre part, la visibilité instrumentale peut aussi être dégradé si l'influence de la polarisation dans les fibres n'est pas bien maîtrisée.

Ce chapitre traite donc de ces deux propriétés critiques des fibres optiques utilisées dans FRIEND que sont l'injection et la biréfringence. Après une brève introduction, je présente les travaux sur FRIEND et l'OA de CHARA pour ce qui concerne l'injection puis je décris comment j'ai caractérisé puis compensé la biréfringence des fibres afin de maximiser la visibilité instrumentale.

5.1 Introduction

L'onde en provenance d'une étoile et arrivant sur la fibre n'est pas nécessairement plane du fait des aberrations optiques et de la turbulence. Le couplage de l'onde incidente avec la fibre monomode se comprend mathématiquement par sa projection sur le mode fondamental de cette dernière. Cela détermine la quantité d'énergie lumineuse qui sera guidée. Ce mécanisme transforme donc les fluctuations temporelles de phase de l'onde incidente en fluctuations temporelles d'intensité : c'est le filtrage spatial. Ce filtrage ne fonctionne que pour les longueurs d'ondes supérieures à la longueur d'onde de coupure monomode (Jeunhomme 1983). L'inconvénient de ce type de fibre est donc une perte de flux importante lors de l'injection d'un faisceau turbulent, dans le domaine visible.

FRIEND est équipé de fibres optiques monomodes à maintien de polarisation dont le profil en intensité est gaussien. Elles sont en silice et dopées au SiO₂/GeO₂¹ et leurs caractéristiques sont

1. http://www.nufern.com/pam/optical_fibers/960/PM630-HP

données Tableau 5.1. Ces fibres sont considérées à saut d'indice et le diamètre de leur cœur est inférieur ou égal au diamètre d_{Airy} de la tâche d'Airy (Éq. (5.1)).

$$d_{\text{Airy}} = 1.22 \frac{\lambda}{D} f \quad (5.1)$$

avec λ , D et f respectivement la longueur d'onde, le diamètre du télescope et la focale globale (télescope, train optique et instrument). Cela correspond à l'angle d'ouverture du guide d'onde α_{lim} , défini par l'Équation (5.2) (Froehly 1981). Il s'agit de l'angle maximal sous lequel un rayon lumineux peut être injecté et transporté dans la fibre.

$$\alpha_{\text{lim}} \simeq \arcsin \left(\frac{\lambda}{d_{\text{Airy}}} \right) \quad (5.2)$$

Tableau 5.1 – Caractéristiques des fibres optiques de FRIEND

Domaine spectral	620 - 850 nm
Longueur d'onde de coupure	570 ± 50 nm
Ouverture numérique du cœur	0.120
Diamètre du mode gaussien	4.5 ± 0.5 μm à 630 nm
Biréfringence	3.5×10^{-4}
Diamètre du cœur	3.5 μm
Diamètre de la gaine	125.0 ± 1.0 μm
Indice de réfraction du cœur	1.4618 à 630 nm
Indice de réfraction de la gaine	1.4573 à 630 nm

Malgré l'amélioration remarquable apportée par l'OA de CHARA, on reste dans des régimes à bas rapport de Strehl où les fluctuations de phase sont particulièrement importantes (nombre de tavelures supérieur à 5). Cela se traduit par des sauts d'injection, selon qu'une tavelure est devant la fibre ou non, donc par de grandes fluctuations d'intensité après le filtrage spatial (entre 0 et le couplage maximal défini par le rapport de Strehl).

Un effort particulier doit être porté sur la maîtrise de la maximisation et de la stabilisation de l'injection. Les FEP de l'ensemble télescope-atmosphère pour différents rapports de Strehl sont exposées Figure 5.1 où on voit qu'un cœur cohérent ne commence à apparaître qu'à partir d'un rapport de Strehl de 25%. En dessous de cette valeur, les fluctuations de phase sont importantes et provoquent des sauts d'injection aléatoires. On devine tout de suite que la probabilité d'avoir une injection simultanée dans plusieurs fibres, et donc d'obtenir des franges par un interféromètre fibré visible, est d'autant plus faible que le nombre de télescopes fibrés est grand.

Par ailleurs, les interféromètres fibrés fonctionnant dans le proche infrarouge bénéficient d'un rapport de Strehl plus élevé. En effet, le rapport de Strehl typique de CHARA en bande K est d'environ 50% pour FLUOR ou MIRC. Grâce à l'optique adaptative, ceux-ci pourront bénéficier d'un rapport de Strehl de 75%. Les FEP typiques pour des rapports de 50 et 75% sont exposées Figure 5.1 où on voit que le cœur cohérent est bien établi et que la tâche d'Airy est présente. Dans ces conditions favorables, le couplage est presque maximal et quasi-permanent. La probabilité, pour un interféromètre fibré infrarouge à plus de deux télescopes, d'avoir des franges est plus élevée que son équivalent dans le visible.

La caractérisation et la maîtrise du couplage d'une onde partiellement corrigée avec une fibre optique, dans le visible, sont donc essentielles pour assurer une injection simultanée de suffisamment de photons dans 3 ou 6 télescopes. La sensibilité et la précision des mesures seront ainsi maximisées.

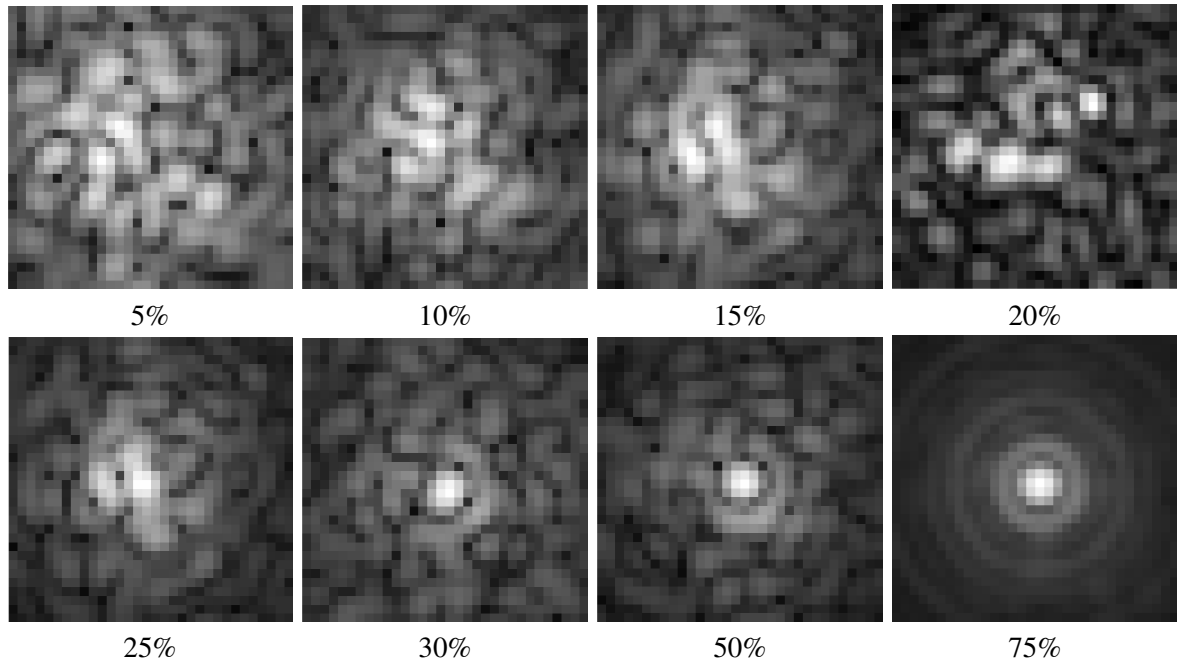


FIGURE 5.1 – FEP simulées pour différents rapports de Strehl. Le cœur cohérent apparaît à partir d'un rapport de Strehl de 25%.

Après le couplage avec l'onde incidente, l'autre propriété importante que doit avoir une fibre optique pour l'interférométrie est le maintien de la polarisation. L'intérêt de telles fibres est exposé très tôt par [Connes et al. \(1985\)](#). Un cœur anisotrope permet de garantir le guidage des deux polarisations incidentes mais la fibre devient biréfringente. Elle dispose alors de deux axes neutres. Ce sont des directions de polarisation linéaire le long desquelles le faisceau se propage dans le milieu selon deux indices de réfraction différents. Cette différence d'indice induit un déphasage, entre les deux états de polarisation de l'onde, qui a une incidence sur la visibilité instrumentale. Ce déphasage nécessite une caractérisation précise afin de développer les solutions permettant de s'affranchir de cette contrainte.

Ces deux aspects critiques que sont l'injection d'une onde partiellement corrigée et la biréfringence sont abordés dans les sous-sections suivantes.

5.2 Étude du couplage d'un front d'onde partiellement corrigé et d'une fibre optique

5.2.1 Estimation et corrélation du taux de couplage et des fluctuations de phase

Les intensités relevées dans les voies photométriques de FRIEND permettent d'estimer indirectement le taux de couplage dans les fibres. Ce taux sera ensuite corrélé avec les fluctuations de phase déduites des données produites par les LABAO, qui ont été décrits dans la Section 1.4.2. Cette corrélation se fera à l'aide de relations largement diffusées dans la littérature dont je validerai l'usage dans les conditions d'exploitation de FRIEND à CHARA.

5.2.1.1 Conditions d'observation

Les données utilisées pour l'étude de caractérisation du couplage d'un front d'onde partiellement corrigé ont été acquises la nuit de 16 octobre 2017 (Annexe B) sur les télescopes S2, S1 et W2 (Tab. 5.2). Il faut noter que durant cette nuit, il y a eu de nombreux passages nuageux. Par conséquent, seules les données acquises à partir de 9h30 et de 9h42 seront exploitées.

Tableau 5.2 – Journal partiel d’observation du 16/10/2017 (TU)

Date (h)	Objet	r_0 (cm) à 550 nm ^a	Remarques
9h30	Capella	11	Acquisition sur FRIEND et LABAO
9h40	Capella	11	Nuages, données acquises mais inexploitable
9h42	Capella	11	Acquisition sur FRIEND et LABAO
9h45	ζ Ori	11	Nuages, pas de données

^aobtenu à partir des mesures de tip-tilt de CHARA

Le couplage a été caractérisé dans trois modes de fonctionnement des LABAO :

- Boucle fermée (BF) : la boucle d’asservissement de LABAO est fermée, la turbulence atmosphérique et les aberrations optiques sont corrigées ;
- Boucle ouverte (BO) : arrêt de l’asservissement, le miroir déformable garde sa dernière forme ;
- Flat (FL) : l’asservissement est arrêté, le miroir reprend sa forme initiale, obtenue lors de l’alignement de l’OA avant les observations.

Durant tous les modes, le tip-tilt est corrigé par le module dédié de CHARA (ten Brummelaar et al. 2005). L’étoile observée durant l’acquisition des données qui seront exploitées par la suite est Capella ($m_R = -0.52$). Cette étoile est suffisamment brillante pour permettre aux analyseurs de front d’onde des LABAO de mesurer les distorsions des plans d’onde induites par la turbulence atmosphérique en l’utilisant comme source. Pendant que les LABAO enregistraient les pentes locales des fronts d’ondes à une fréquence de 40 Hz, la photométrie de l’étoile était enregistrée dans les voies photométriques de FRIEND. A partir de ces pentes, l’ordinateur qui gère les LABAO en déduit les coefficients des 8 premiers ordres du polynôme de Zernike. A partir de la photométrie de FRIEND, on en déduit le taux de couplage (Sec. 5.2.1.2). Les paramètres sont donnés Tableau 5.3.

Tableau 5.3 – Paramètres de FRIEND pour l’enregistrement des données

Temps de pose	20 ms
Gain d’amplification	995
Voie photométrique 1	S2
Voie photométrique 2	S1
Voie photométrique 3	W2

La Figure 5.2 montre la qualité de l’alignement des analyseurs de front d’onde de S2, S1 et W2. On constate que l’analyseur de S1 est très mal aligné. On voit aussi que les analyseurs de S2 et W2 sont bien alignés mais les imagerie de S2 sont moins lumineuses que celles de W2 car la voie optique de W2 a une meilleure transmission que celle de S2. Seules les données du LABAO, et de fait de la photométrie de FRIEND, sur W2 font l’objet d’une étude approfondie par la suite.

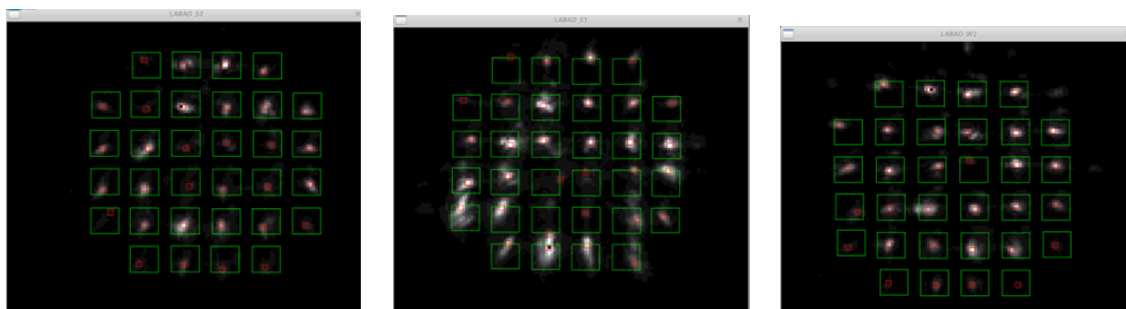


FIGURE 5.2 – Imagerie des Shack-Hartmann de S2, S1 et W2 (de gauche à droite).

5.2.1.2 Mesure du taux de couplage avec FRIEND

L'évolution temporelle de la photométrie de Capella sur W2 est présentée par la Figure 5.3. Le premier élément qui en ressort est l'augmentation du niveau moyen du flux, donc de l'injection, en boucle fermée par rapport aux séquences en boucle ouverte ou flat. On constate également que les fluctuations d'intensité sont augmentées par la fermeture de la boucle d'asservissement et qu'il y a encore des événements avec peu de photons. Ce phénomène s'explique par le fait que l'OA diminue le nombre de tavelures mais augmente leur intensité. Dans les conditions d'observation, les tavelures ne sont pas mieux stabilisées grâce à l'OA. On a donc toujours autant d'instant sans couplage que l'OA soit active ou non. Mais lorsqu'une tavelure est face à la fibre, il y a plus de photons qui y sont injectés. Cette étude sera approfondie Sec. 5.2.2.

Enfin, j'ajoute la présence d'un passage nuageux entre 9.665 h (9h40) et 9.71 h (9h42) pendant l'acquisition des données. Ces dernières ne sont donc pas exploitables.

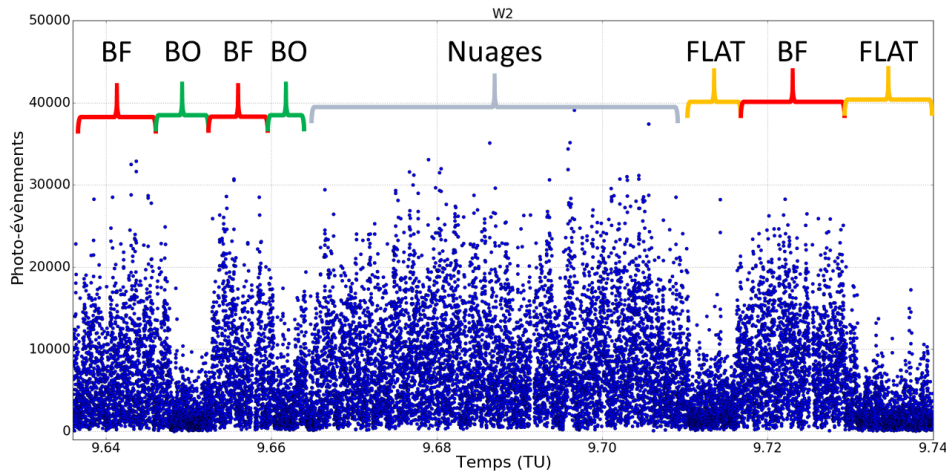


FIGURE 5.3 – Photométrie de W2 acquise par FRIEND sur Capella au cours du temps avec indication de l'état du LABAO (BF = boucle fermée, BO = boucle ouverte, Flat = forme initiale).

L'estimation du taux de couplage s'obtient à partir du flux de photons N dans les voies photométriques dont l'expression est :

$$N = QE \times S_{tel} \times \delta\lambda \times DIT \times n_{tel} \times \phi_0 \times 10^{-0.4 \cdot mag} \times t_{CHARA} \times t_{FRIEND} \times t_{oa} \times \rho \quad (5.3)$$

où

- $QE = 0.9$ est l'efficacité quantique du détecteur ;
- $S_{tel} = 0.75 \text{ m}^2$ est la surface d'un télescope ;
- $\delta\lambda = 60 \text{ nm}$ est la largeur spectrale ;
- $DIT = 20 \text{ ms}$ est le temps d'intégration du détecteur ;
- $n_{tel} = 1$ est le nombre de télescopes ;
- $\phi_0 = 6.2 \cdot 10^7 \text{ ph/m}^2/\text{nm/s}$ est le flux de référence (à magnitude nulle) ;
- mag est la magnitude de l'objet observé ;
- $t_{CHARA} = 1.8\%$ (en moyenne) est la transmission des optiques de CHARA. Cette valeur dépend du télescope employé ;
- $t_{FRIEND} = 15\%$ est la transmission de FRIEND dans les voies photométriques : la séparatrice envoie 30% du flux dans les voies photométriques et la transmission du réseau est de 50% ;
- $t_{OA} = 77\%$ est la transmission due aux optiques prélevant le flux pour illuminer les OA ;
- ρ est le taux de couplage.

On ne peut se contenter d'une valeur moyenne pour t_{CHARA} . Ce facteur est déterminé pour chaque voie en connaissant le taux de couplage en boucle ouverte. En effet, (Coudé du Foresto et al. 2000) définit une relation entre le taux de couplage et le rapport de Strehl d'une pupille apodisée par le profil gaussien de la fibre Sr_a qui se comporte vis-à-vis de la turbulence exactement comme le rapport de Strehl usuel Sr :

$$Sr_a = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (5.4)$$

avec ρ_0 le couplage obtenu sans aberration optique.

Dans le cas de faibles fluctuations de phase ou si le cœur de la fibre est suffisamment petit par rapport à la tâche d'Airy, on a :

$$Sr_a = Sr \quad (5.5)$$

Aucune étude confirmant ou infirmant cette hypothèse pour de fortes fluctuations de phase, je fais l'hypothèse que l'égalité ci-dessus est aussi valable pour de bas rapport de Strehl (<10%) :

$$\rho = \rho_0 Sr \quad (5.6)$$

avec $\rho_0 = 0.69$ le couplage maximum sans aberration dans le plan de la pupille dont le diamètre de l'obstruction centrale fait 25% du diamètre de cette dernière (Ruilier 1998). La validation de cette relation sera vérifiée expérimentalement dans la Section. 7.1

Et une approximation du rapport de Strehl est donnée par :

$$Sr \simeq \left(\frac{r_0}{D}\right)^2 \quad (5.7)$$

dès lors que le rapport de Strehl est inférieur à 20%, ce qui est notre cas ici car $Sr = 2\%$ pour $r_0 = 14$ cm à 690 nm. Il vient alors que le taux de couplage en boucle ouverte est : $\rho = 1.4\%$ soit une transmission $t_{CHARA,W2} = 2.1\%$.

5.2.1.3 Analyse statistique du taux de couplage

L'échantillon présenté par la Figure 5.4 a l'avantage d'avoir des changements de modes fréquents, nets et un passage nuageux clairement identifié. J'ai construit l'histogramme des photo-événements à partir de ces échantillons pour les trois modes : boucle fermée, boucle ouverte et flat. Ces modes donnent des distributions log-normales de l'injection qui est la loi qui décrit la répartition des tavelures.

Cette étude révèle que, dans les conditions d'observation, une correction partielle de la turbulence atmosphérique améliore significativement le taux de couplage. Toutefois, cela ne permet pas de stabiliser l'injection comme on le voit à la Figure 5.5 où on constate encore des événements sans photon lors des séquences en boucle fermée.

Le gain sur le taux de couplage et sur le flux reçu par le détecteur de FRIEND est d'un facteur 3, soit un peu plus qu'une magnitude (Tab. 5.4), lorsque l'on passe en boucle fermée, dans les conditions d'observation.

Tableau 5.4 – Nombre de photo-événements par image et taux de couplage associé pour les trois modes de LABAO.

Mode	Photo-événements sur W2	Taux de couplage sur W2 (%)
Boucle fermée	7544±5481	3.8±2.77
Boucle ouverte	2497±1727	1.26±1.18
Flat	2350±2151	1.19±1.09

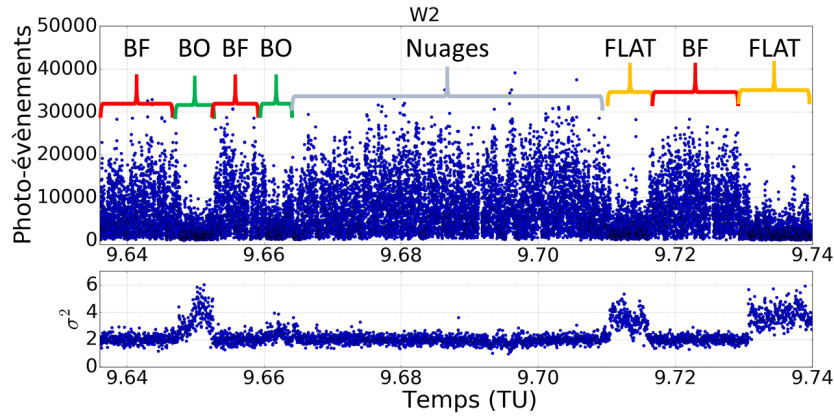


FIGURE 5.4 – Mesures du flux dans la voie photométrique et de la variance du front d'onde corrigé de W2. Les bases temporelles sont synchronisées.

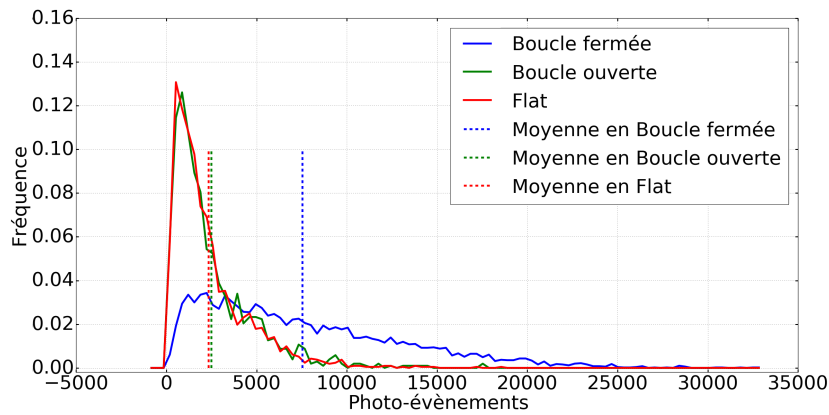


FIGURE 5.5 – Distributions des photo-événements pour les trois modes de LABAO sur W2, avec leurs valeurs moyennes en pointillé. En bleu : boucle fermée. En vert : boucle ouverte. En rouge : flat.

5.2.1.4 Corrélation du taux de couplage avec les amplitudes de Zernike de LABAO

Je cherche à corrélérer le taux de couplage mesuré sur FRIEND avec les amplitudes des Zernike mesurées par les LABAO pour estimer le couplage attendu pour une turbulence atmosphérique donnée afin d'optimiser le processus d'injection.

Pour cela, on dispose de l'Équation (5.6) qui lie le taux de couplage au rapport de Strehl. Par ailleurs, le rapport de Strehl et la variance des fluctuations de phase (dues à la turbulence atmosphérique) σ_ϕ^2 sont liées par l'approximation de Maréchal :

$$Sr = e^{-\sigma_\phi^2} \quad (5.8)$$

Nous avons vu dans la Section 1.2 qu'un plan d'onde perturbé pouvait se décomposer en aberrations optiques grâce au polynôme de Zernike. La variance des fluctuations de phase vaut alors :

$$\sigma_\phi^2 = \sum_{i=2}^{+\infty} \langle a_i^2 \rangle \quad (5.9)$$

avec a_i le coefficient du mode i du polynôme de Zernike. Les coefficients des 8 premiers modes sont donnés par les LABAO. Il est alors possible de lier le taux de couplage de FRIEND avec les coefficients

de Zernike fournis par ces derniers avec :

$$\rho = \rho_0 e^{-\sigma_\phi^2} \quad (5.10)$$

Roddi (1998) précise que l'approximation de Maréchal n'est valide que pour $Sr > 30\%$. Cependant, on voit sur la Figure 1 de l'article (Ross 2009) qu'il est possible d'utiliser cette approximation en dehors de son domaine de validité présumé dès qu'il s'agit de faire des estimations, comme ici. Nous allons vérifier l'applicabilité de cette relation dans le cas de FRIEND et par extension d'un interféromètre fibré visible.

La Figure 5.6 montre les mesures du taux de couplage avec celles de la variance des fluctuations de phase pour W2 et la relation théorique (5.10). On voit que les trois points rouges semblent suivre une tendance en exponentielle décroissante mais décalée par rapport aux valeurs attendues.

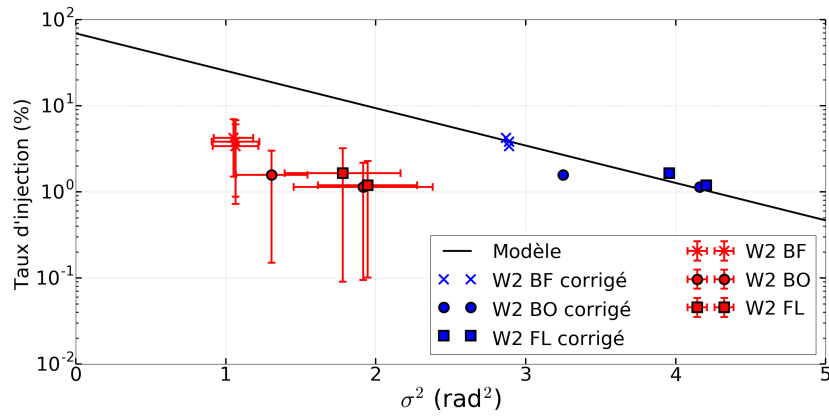


FIGURE 5.6 – Ajustement du modèle (5.14) sur l'évolution du taux de couplage en fonction de la variance des fluctuations de phase. En rouge : couplage estimé en fonction de la variance estimée. En bleu : mesures du couplage en fonction de la variance corrigée (Éq. (5.13)).

Deux hypothèses sont posées pour expliquer ce décalage. La première est que la mesure de la variance des fluctuations de phase par les LABAO est biaisée du fait du faible nombre d'ordres corrigés. La deuxième est que non seulement il y a ce biais mais en plus, les coefficients de Zernike calculés par les LABAO ne sont pas étalonnés correctement.

Première hypothèse :

La variance des fluctuations vraie σ_ϕ et la variance calculée par le LABAO σ_{LABAO} sont liées par :

$$\sigma_\phi^2 = \sigma_{\text{LABAO}}^2 + \beta_1 \quad (5.11)$$

avec $\beta_1 = 1.8 \text{ rad}^2$ à la lecture de la Figure 5.6. La variance de phase résiduelle après correction du n -ième mode de Zernike Δ_n est donnée par le résidu de Noll (Noll 1976). Dans notre cas, à $n = 8$:

$$\Delta_8 = 0.0525 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} = 1.3 \text{ rad}^2. \quad (5.12)$$

Ce résidu explique partiellement le décalage entre les variances mesurées et les variances attendues. Cependant, les données LABAO sont sous-échantillonnées temporellement lors de l'enregistrement et qu'on atteint alors une fréquence de correction de 10 Hz. On peut supposer que l'erreur temporelle du fait de la faible fréquence de correction contribue aussi au biais.

Deuxième hypothèse :

La variance des fluctuations vraie σ_ϕ et la variance calculée par le LABAO σ_{LABAO} sont liées par :

$$\sigma_\phi^2 = \alpha \sigma_{\text{LABAO}}^2 + \Delta_8 \quad (5.13)$$

avec α le facteur d'étalonnage des données LABAO. Je considère que la variance des résidus de fluctuations de phase est simplement due au fait que LABAO n'a pas calculé les coefficients de Zernike d'ordre $n > 8$ donc elle est égale à Δ_8 .

Afin d'estimer α , j'ai procédé à un ajustement de modèle par la méthode des moindres carrés sur les données de FRIEND et de LABAO (Fig. 5.6). J'ai utilisé les taux de couplage moyens et les variances moyennes de tous les modes identifiés sur la Figure 5.4 pour W2 uniquement. Les erreurs relatives sur ces mesures vont de 65 à 95%. Je leur ai ajusté le modèle suivant :

$$\log(\rho) = \log(\rho_0) - \alpha \sigma_{\text{LABAO}}^2 - \Delta_8 \quad (5.14)$$

On obtient :

$$\begin{aligned} \alpha &= 1.49 \pm 0.23 \\ \chi_{\text{reduit}}^2 &= 0.08 \end{aligned} \quad (5.15)$$

Le χ^2 réduit est proche de 0, signe que nos estimations d'erreur sont surestimées.

L'analyse conjointe des deux hypothèses permettent de déduire deux conclusions. Premièrement, les données du LABAO présentées ici ne sont pas étalonnées (ce qui sera confirmé lors du CHARA meeting 2018). Deuxièmement, les fluctuations de couplage sont proportionnelles aux fluctuations de Strehl. La relation (5.10) peut alors être utilisée en première approximation pour estimer le taux de couplage que l'on peut espérer pour un rapport de Strehl donné. Ces conclusions doivent être affinées par un travail futur portant sur des simulations numériques pour étudier la corrélation entre les rapports de Strehl usuel et apodisé, et des coefficients de Zernike étalonnés.

5.2.2 Stabilité de l'injection : étude numérique d'un module Tip-Tilt

La Figure 5.3 montre certes une augmentation du flux lorsque l'OA fonctionne en boucle fermée mais aussi des évènements avec un nombre de photo-évènements aussi bas qu'en boucle ouverte. Du fait du faible niveau de correction de l'OA, de telles fluctuations sont normales. Cependant, cette instabilité dégrade le RSB sur la visibilité et diminue le nombre d'images exploitables pour obtenir une mesure de visibilité ou de clôture de phase, dont les estimateurs reposent sur une approche statistique.

Nous avons cherché à comprendre l'origine de ces fluctuations par une approche numérique en utilisant et adaptant un simulateur de l'OA de CHARA développé par M. Ireland (Australian National University). Ce programme simule les performances d'une OA pour des conditions de turbulence atmosphérique données et calcule le taux de couplage dans une fibre positionnée arbitrairement au centre de l'image.

A l'aide de ce simulateur, nous avons suivi l'évolution de la position des tavelures, le taux de couplage et leur influence sur le RSB, pour différentes conditions atmosphériques représentatives du site de CHARA. Nous avons également imaginé l'installation d'un module Tip-Tilt dont l'objectif idéal serait de stabiliser la tavelure la plus brillante en face de la fibre. On obtiendrait alors la meilleure injection possible et pérenne, ce qui maximiserait le RSB des franges. Ce module a été implémenté dans la simulation et j'ai comparé les performances entre les deux cas : avec et sans le module TT.

5.2.2.1 Caractéristiques de l'OA simulée

Les caractéristiques de l'OA simulée et la magnitude de l'étoile considérée sont données dans le Tableau 5.5.

Tableau 5.5 – Caractéristiques de l'OA simulée et des paramètres du correcteur du système d'asservissement.

Fréquence d'acquisition d'image de l'analyseur	500 Hz
Nombre d'actuateurs	37
Nombre de sous-pupilles	32
Temps de réaction de la chaîne d'asservissement	4 ms
Longueur d'onde de mesure du seeing	550 nm
Longueur d'onde de travail de l'analyseur	500 nm
Longueur d'onde des mesures scientifiques	700 nm
Magnitude de l'étoile	-1
Gain d'amortissement d	0.95
Gain proportionnel K_p	0.6

Le système d'asservissement est un correcteur P (proportionnel) codé sous la forme :

$$c_n = d \times c_{n-1} + K_p \varepsilon_n \quad (5.16)$$

avec c_n la correction à appliquer à l'itération n , ε_n l'erreur entre la mesure et la consigne à cette même itération, d un gain d'amortissement qui modifie le poids de l'ancienne commande sur la nouvelle et K_p le gain du correcteur proportionnel. Les valeurs des gains sont données dans le Tableau 5.5. Ils ont été déterminés de telle sorte que la valeur du seeing soit maximale pour une magnitude donnée.

5.2.2.2 Description des conditions atmosphériques simulées

La turbulence atmosphérique est modélisée par une atmosphère à deux couches superposées dont la limite est fixée à une altitude de 5000 m. Les paramètres relatifs à la couche basse ou haute sont indexés respectivement par 0 et 1. Le niveau de la turbulence est déterminé par le paramètre de Fried r_0 de chaque couche, ainsi que par la vitesse relative entre les vents des deux couches. J'ai dressé trois profils types de turbulence atmosphérique du ciel de CHARA (Tab. 5.6) qui correspondent respectivement au 80^e quantile (Che et al. 2013), au 50^e quantile (CHARA meeting 2013) et au 20^e quantile de la distribution de seeing (Che et al. 2013).

Tableau 5.6 – Conditions atmosphériques types à simuler et leurs paramètres d'entrée

Condition atmosphérique	r_0 (cm)	τ_0 (ms)	$r_{0,0}$ (cm)	$r_{0,1}$ (cm)	v (m/s)
Bonne	12	10	16.5	20.5	3
Médiane	10	4	14.3	16.3	7
Mauvaise	6	2.3	8.97	9.23	8.7

La Figure 5.7 montre l'évolution temporelle de la turbulence atmosphérique dans le plan focal pour ces trois conditions. Tout d'abord, on constate que l'OA est capable de faire apparaître un cœur cohérent qui domine les tavelures pour la bonne condition. En condition médiane, elle en est aussi capable mais le cœur n'est pas stable et ne domine pas les autres tavelures. La correction est peu efficace pour la mauvaise condition où il n'y a aucun cœur cohérent. Enfin, on constate que les tavelures sont mobiles et que la plus brillante peut brusquement changer de position d'une image à l'autre. Ces changements brusques sont des sauts de tavelure. Plus les conditions atmosphériques sont bonnes, ou lorsque l'OA est active pour une condition donnée, moins il y a de sauts. Ces derniers montrent que

la position des tavelures n'est pas stabilisée même avec l'OA, quelque soit la condition d'observation. L'injection dans la fibre n'est donc pas permanente, comme observé expérimentalement.

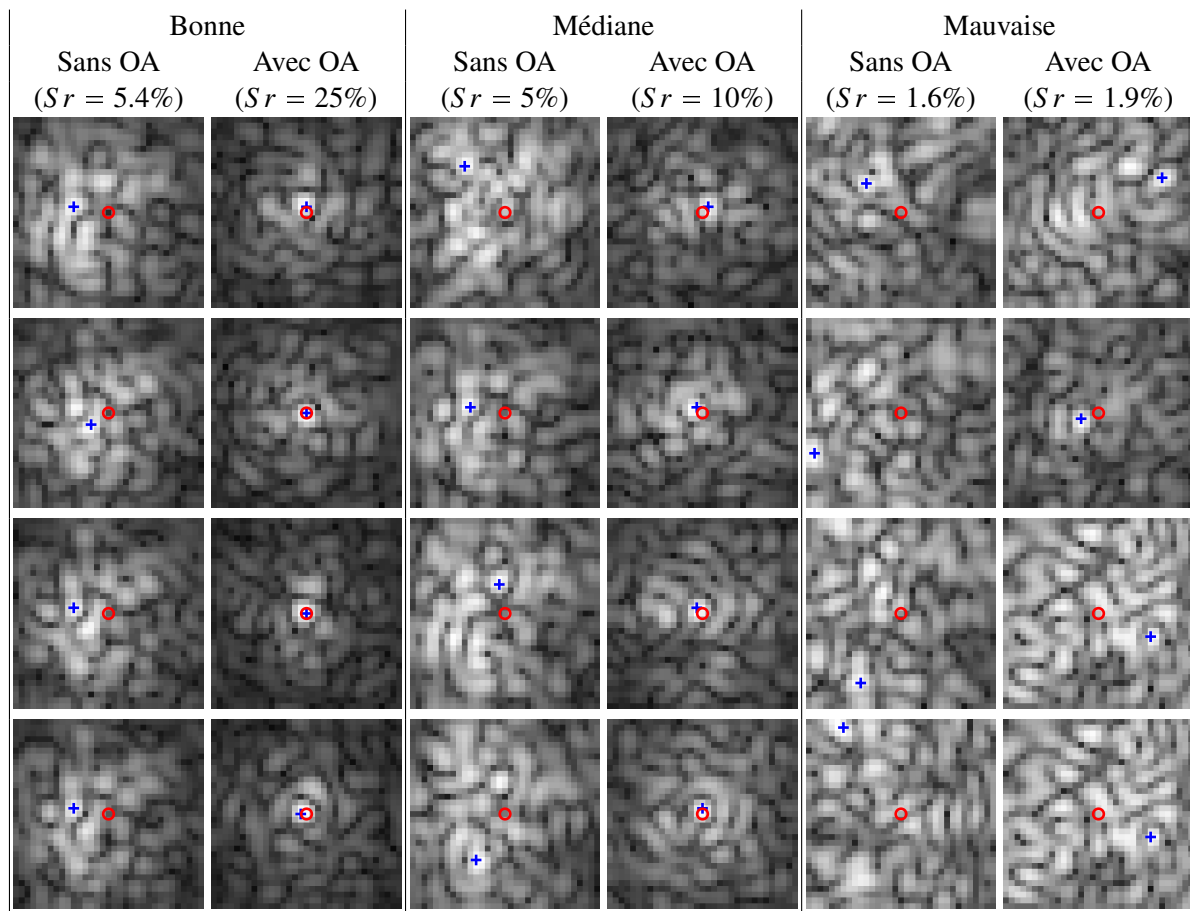


FIGURE 5.7 – Évolution temporelle des figures de tavelures avec et sans OA pour les trois conditions atmosphériques, toutes les 4 ms (temps d'exécution de l'OA simulée). Cercle rouge : position de la fibre. Le + bleu : position de la tavelure la plus brillante.

5.2.2.3 Suivi des tavelures

L'intérêt du suivi des tavelures sans et avec OA est de visualiser leurs cinématiques afin de développer l'algorithme de stabilisation des tavelures adéquat. En effet, il faut que le module TT soit capable de maintenir une tavelure (idéalement la plus brillante) devant la fibre, malgré leurs sauts possibles. A chaque image, les positions des trois tavelures les plus brillantes ont été relevées. Leur identification se fait de façon itérative grâce à la routine suivante et est illustrée par la Figure 5.8 :

1. Localisation du maximum d'intensité sur l'image ;
2. Calcul du photocentre sur un carré de 3×3 (taille typique d'une tavelure) autour du maximum ;
3. Relevé de sa position ;
4. Soustraction d'une gaussienne ayant pour amplitude le maximum d'intensité et pour largeur à mi-hauteur égale à 2.5 pixels (représentation simple du profil d'intensité d'une tavelure).

Cette routine est répétée deux fois pour déterminer la position de la deuxième puis de la troisième tavelure.

La Figure 5.9 (en haut) montre qu'aucune des trois tavelures les plus brillantes ne passe souvent devant la fibre (distance $\ll 1$). On y observe également de nombreux sauts de tavelures. Cette Figure explique ainsi les fluctuations d'intensité en boucle fermée observées sur la Figure 5.3.

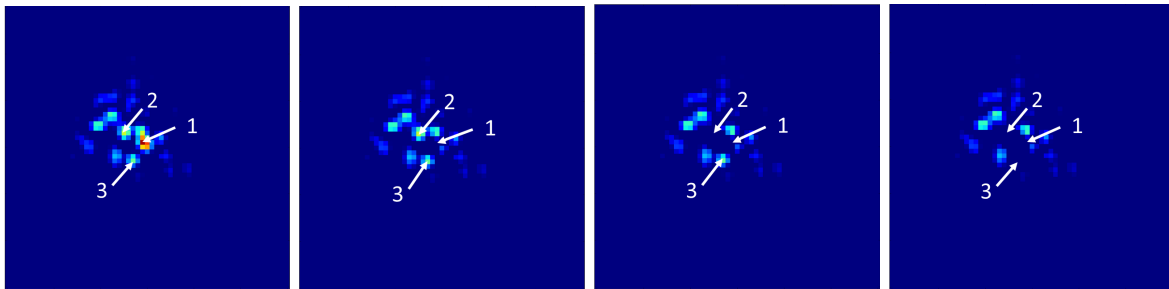


FIGURE 5.8 – Détection et soustraction des tavelures. De gauche à droite : détection des 0, 1, 2 et 3 tavelures les plus brillantes.

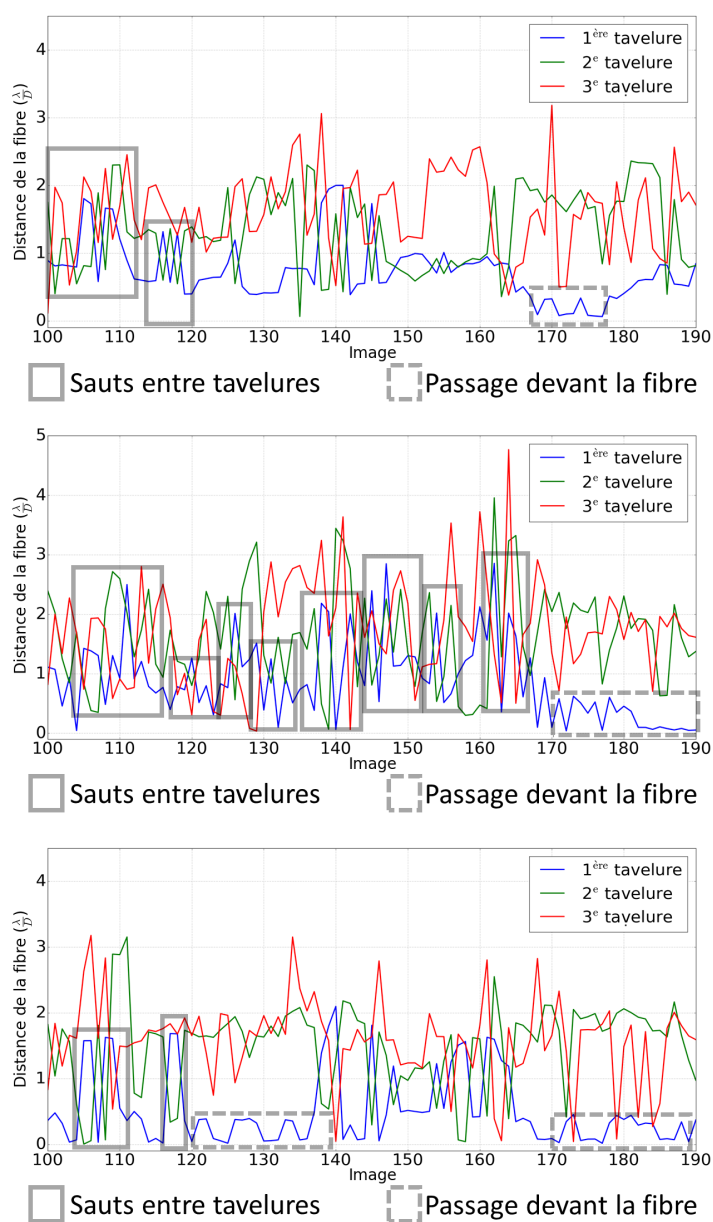


FIGURE 5.9 – Distance des tavelures par rapport à la fibre optique avec le TT. $r_0 = 10$ cm, $\tau_0 = 4$ ms. En haut : pas de module TT. Au milieu : premier algorithme. En bas : deuxième algorithme. On voit bien la mobilité des tavelures sans TT (peu de passages devant la fibre), avec TT et le premier algorithme (rapprochement de la fibre mais instabilité), ou avec TT et le deuxième algorithme (tavelure stabilisée).

5.2.2.4 Modélisation et paramétrage de l'asservissement du module TT

Un module TT a été ajouté dans la simulation. Son objectif est de détecter et de centrer une tavelure sur l'entrée de la fibre supposée au centre de l'image créée par le simulateur. Pour cela, on utilise un premier algorithme qui détecte le photocentre de la tavelure la plus brillante et qui la positionne à l'entrée de la fibre.

La Figure 5.10 montre la façon dont les systèmes d'OA et de TT s'articulent dans la simulation. L'asservissement du TT est contrôlé par un régulateur Proportionnel-Intégral-Dérivé (PID) dont les gains dépendent des conditions atmosphériques testées (Tab. 5.7) :

$$c_n = K_I \sum_{i=1}^n \varepsilon_i + K_P \varepsilon_n + K_D (\varepsilon_n - \varepsilon_{n-1}), \quad (5.17)$$

avec K_I , K_P et K_D respectivement les gains Proportionnel, Intégral et Dérivé, ε_n et c_n sont respectivement l'erreur et la correction apportée à l'itération n . Les effets dus à l'inertie mécanique ne sont pas pris en compte, la fréquence d'acquisition d'images et le temps de réaction de la chaîne d'asservissement du module TT sont identiques à ceux de la simulation de l'OA. Le module réel est dimensionné pour que son temps de réaction soit inférieur au temps de cohérence typique (10 ms) donc il sera plus lent que le module simulé. Ce n'est pas handicapant dans la mesure où on ne cherche qu'à étudier la cinématique des tavelures et une estimation grossière des performances attendues du module en fonction du temps de cohérence.

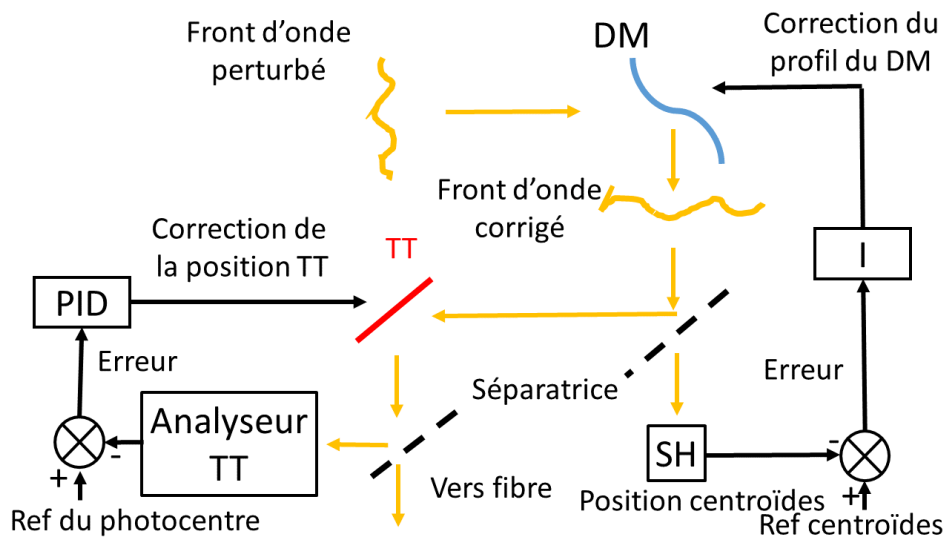


FIGURE 5.10 – Schéma des systèmes modélisés. Les flèches jaunes représentent le trajet du faisceau lumineux. "SH" : Shack-Hartmann.

Tableau 5.7 – Gains du régulateur PID pour les trois conditions atmosphériques simulées

	$r_0 = 12 \text{ cm et } 10 \text{ cm}$	$r_0 = 6 \text{ cm}$
P	0.5	0.7
I	0	0
D	0.5	0.6

Le choix de ces gains est fait par la maximisation du couplage moyen et la minimisation de la dispersion statistique sur un échantillon de 200 images. Le gain Proportionnel est d'abord déterminé par essai-erreur pour respecter ce critère. Le gain Intégral est recherché de la même façon en conservant la valeur du gain proportionnel retenu. On affine ensuite la détermination de ce dernier grâce à une

exploration de ses valeurs proches de celle de référence afin de trouver éventuellement une nouvelle valeur maximale du taux de couplage. Le gain Dérivé est enfin recherché de la même façon en utilisant les valeurs de gain retenues pour les deux correcteurs précédents avec la même stratégie de recherche. Ce réglage est accompli pour chaque condition atmosphérique.

Le correcteur est ainsi un régulateur PD assurant réactivité et stabilité du système d'asservissement. Nous avons établi le premier algorithme d'asservissement suivant :

1. Repérer le maximum d'intensité de l'image ;
2. Calculer la position du photocentre d'un carré de 3×3 pixels autour du maximum ;
3. Relever l'écart à la position attendue ;
4. Injecter cet écart dans le correcteur P-D pour calculer une nouvelle position du TT.

Il en résulte beaucoup de sauts de tavelures que le TT suit systématiquement (Fig. 5.9, au milieu). On voit que la tavelure brillante n'est pas stabilisée devant la fibre. En effet, la fréquence et l'amplitude des sauts sont plus élevées que sur la Figure 5.9 (en haut).

Par ailleurs, la Figure 5.7 montre que l'optique adaptative a déjà réduit la mobilité des tavelures brillantes au voisinage de la fibre. Il n'est alors pas nécessaire de rechercher la tavelure brillante et la repositionner sur la fibre. On peut simplement utiliser un deuxième algorithme qui consiste à calculer le photocentre d'une zone autour de la fibre :

1. Calculer la position du photocentre d'un carré de 5×5 pixels centré sur la position de la fibre ;
2. Relever l'écart à la position attendue ;
3. Injecter cet écart dans le correcteur P-D pour calculer une nouvelle position du TT.

Cet algorithme permet un maintien de la première tavelure brillante devant la fibre, dans les conditions d'observation simulées (Fig. 5.9, en bas). On note quelques sauts de tavelure du fait que la première tavelure a perdu en intensité alors qu'une autre secondaire a fait le contraire. Cela a obligé le TT à apporter une correction pour recentrer la nouvelle tavelure brillante.

On voit clairement, sur la Figure 5.9, que le deuxième algorithme (en bas) maintient mieux la tavelure brillante devant la fibre que le premier algorithme (au milieu). En passant du cas sans module TT (en haut) à celui avec (en bas), on voit clairement que la tavelure brillante est stabilisée face à la fibre grâce au module.

5.2.2.5 Calcul du taux de couplage avec et sans module TT

A présent que les tavelures sont stabilisées, je me suis attaché à regarder le gain en injection apporté par le module TT en fonction des conditions atmosphériques.

Le taux de couplage se calcule de façon analytique grâce à l'intégrale de recouvrement de la fonction complexe du plan pupille P_p avec celle de la fibre P_f (Ruilier 1998) :

$$\rho(\vec{x}) = \frac{|\langle P_p(\vec{x}) | P_f(\vec{x}) \rangle|^2}{\|P_p(\vec{x})\|^2 \cdot \|P_f(\vec{x})\|^2} \quad (5.18)$$

où $\langle | \rangle$ est le produit scalaire et $\|X(\vec{s})\|^2$ la norme quadratique de $X(\vec{s})$.

Le couplage maximal atteignable en fonction de l'importance de l'obstruction centrale est donné par :

$$\rho_{0,\alpha}(\beta) = 2 \left(\frac{e^{-\beta^2} \left(1 - e^{\beta^2(1-\alpha^2)} \right)}{\beta \sqrt{1-\alpha^2}} \right)^2 \quad (5.19)$$

avec

$$\beta = \frac{\pi \times D \times \omega_0}{2 \times f \times \lambda} \quad (5.20)$$

où $\omega_0 = \sqrt{2}\sigma$ est le rayon du mode fondamental (Ruilier 1998).

J'ai utilisé ces équations pour calculer le taux de couplage, avec et sans TT pour les trois conditions atmosphériques, sur un échantillon de 1000 images chacun. J'ai visualisé le taux de couplage en fonction de la variance des fluctuations de phase (Fig. 5.11). Cette Figure permet également de comparer les résultats simulés avec l'expression analytique (5.10) reliant le taux de couplage avec la variance des fluctuations de phase. Il en ressort que l'expression n'est plus valable dès lors que le module TT est utilisé pour stabiliser les tavelures.

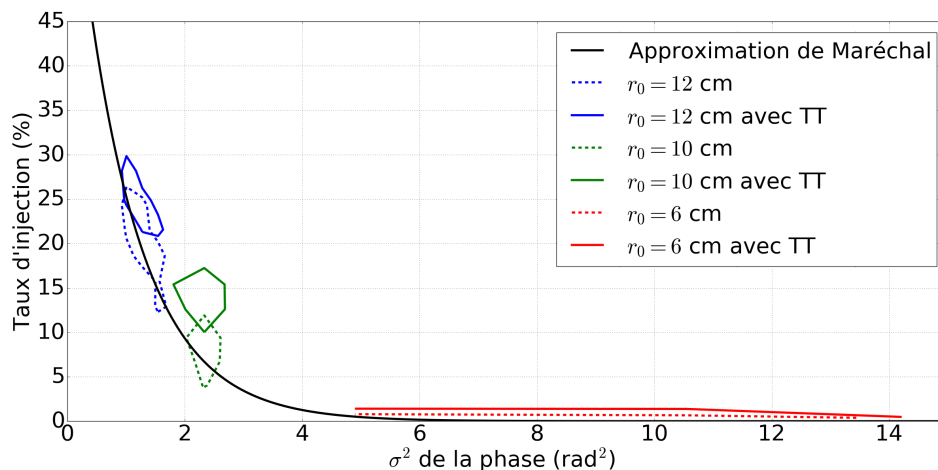


FIGURE 5.11 – Évolution du taux de couplage en fonction de la variance du front d'onde corrigé. En couleurs : contour à 1σ du nuage de points.

Le gain moyen apporté par le TT est donné Tableau 5.8. On s'attend à ce que le gain augmente lorsque les conditions atmosphériques se dégradent et c'est ce que l'on constate. Cependant, les résultats concernant la mauvaise condition atmosphérique montre que le TT est peu efficace : le taux d'injection reste similaire à celui sans le TT. Or le temps de cohérence est de 2.3 ms donc inférieur au temps de réaction de la boucle qui est de 4 ms. Les images de tavelure apparaissent donc décorréliées pour le module TT. On pourrait alors accélérer le module TT mais la cadence de fonctionnement maximale est contrainte par plusieurs facteurs. Citons la fréquence de résonance du miroir TT (environ 250 Hz) et la sensibilité de l'analyseur du module TT qui définit la quantité de flux minimale pour faire une mesure. Cette quantité dépend de la magnitude et du temps d'intégration, qui diminue quand la fréquence de correction augmente. La détermination du seuil de ces deux limites n'a pas été effectuée dans la simulation dont l'objectif était de trouver le régime de turbulence où le module TT est utile.

Tableau 5.8 – Moyennes des taux de couplage $\langle \rho \rangle$ et leurs dispersions statistiques σ_ρ sans OA, avec OA mais sans TT, avec OA et TT.

r_0 (cm)	$\langle \rho \rangle$ sans OA (%)	$\langle \rho \rangle$ sans TT (%)	$\langle \rho \rangle$ avec TT (%)
6	0.5 ± 0.4	1.37 ± 1.4	2.16 ± 1.9
10	1.3 ± 1.6	11.4 ± 7.5	16.5 ± 6.5
12	1.8 ± 2.2	21.4 ± 7.0	25.6 ± 5.9

Ce premier résultat confirme l'intérêt de l'ajout d'un tel module qui maximise l'injection. Nous pouvons aller plus loin dans l'étude en regardant son influence sur la mesure de la visibilité via une analyse de son RSB en fonction de la magnitude et de la turbulence atmosphérique.

5.2.2.6 Influence de l'optimisation de l'injection sur le RSB de la visibilité

Le logiciel de traitement des données de FRIEND maximise le RSB sur la mesure de visibilité ou de clôture en ne conservant que les images respectant le critère *Tri 2* (voir Sec. 3.2.1). Ce critère rejette les images dont les flux mesurés dans les voies photométriques des télescopes considérés sont inférieurs à 1.5σ , σ étant l'écart-type moyen du bruit de fond du détecteur dans ces voies. L'évolution de la proportion d'images conservées en fonction de la magnitude a été étudiée avec et sans TT pour les trois conditions atmosphériques dans le cas d'une injection simultanée dans trois télescopes.

Pour FRIEND, la magnitude limite est la magnitude à partir de laquelle au moins 20% des images sont conservées pour faire une mesure (Sec. 7.1). La Figure 5.12 présente l'évolution du pourcentage d'images utilisables en fonction de la magnitude pour une injection simultanée dans 3 télescopes. Un module TT ne change pas nettement la magnitude limite de l'instrument mais il augmente significativement la proportion des images exploitables donc le RSB.

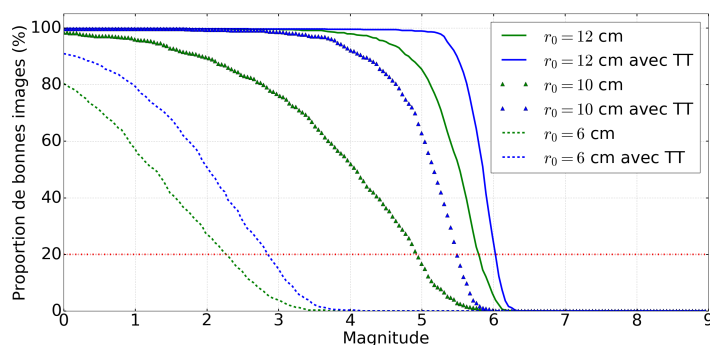


FIGURE 5.12 – Évolution de la proportion d'images conservées en fonction de la magnitude pour une injection simultanée dans 3 télescopes.

La Figure 5.13 montre l'évolution du RSB de la visibilité en fonction de la magnitude pour trois télescopes, avec et sans TT. On retiendra que le niveau d'amélioration du RSB présente un maximum pour $r_0 = 10$ cm, qui correspond à la condition atmosphérique médiane. En effet, pour de meilleures conditions, l'amélioration est présente mais plus modeste car le TT a moins besoin de faire de correction du fait d'un front d'onde moins déformé. Pour de mauvaises conditions, le TT ne parvient plus à fonctionner car son temps de réaction est supérieur au temps de cohérence donc l'amélioration est faible.

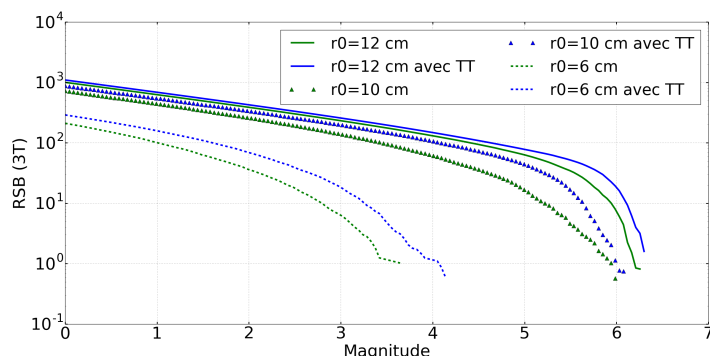


FIGURE 5.13 – Évolution du RSB de la visibilité en fonction de la magnitude à 3 télescopes.

Finalement, nous avons ajouté un modèle d'un module TT qui doit permettre d'optimiser l'injection à un modèle numérique simulant le fonctionnement d'une OA et calculant le taux de couplage. Ce nouveau modèle a permis d'appréhender la cinématique des tavelures devant la fibre et de dimensionner une boucle d'asservissement pour contrôler cette cinématique. La magnitude limite n'est pas significativement modifiée mais le RSB de la visibilité peut être augmenté de 30% (Tab. 5.9).

Tableau 5.9 – RSB moyens et magnitude associée à 3 télescopes.

r_0 (cm)	RSB sans TT	RSB avec TT	Gain relatif (%)	Magnitude limite
6	101	154	8.6	2.3
10	255	334	30	4.9
12	333	368	11	5.8

5.3 Contrôler la perte de la visibilité instrumentale à cause de la biréfringence différentielle

Une fibre à maintien de polarisation possède deux axes neutres avec des indices de réfraction effectifs différents appelés indice ordinaire n_o ou extraordinaire n_e . Ce sont des directions de polarisation linéaire le long desquelles le faisceau se propage dans le cœur de la fibre comme s’il s’agissait d’un milieu isotrope avec une vitesse de propagation de $\frac{c}{n_o}$ pour l’axe neutre ordinaire ou $\frac{c}{n_e}$ pour l’axe neutre extraordinaire. Cette différence d’indice provoque un déphasage entre les deux états de polarisation et dégrade la visibilité instrumentale de l’instrument en lumière naturelle. Après avoir montré expérimentalement le niveau de cette dégradation, la solution mise en place pour retrouver une visibilité instrumentale maximale sera caractérisée et ses performances démontrées numériquement, expérimentalement et observationnellement. Par ailleurs, les propriétés de la biréfringence d’une telle fibre dépend de la température mais cet aspect n’a pas été étudié dans le cas de cette thèse : la température de l’*optical lab* où se trouve FRIEND contrôlée et est donc considérée comme constante.

5.3.1 Perte de visibilité par la biréfringence différentielle

L’influence de la biréfringence sur la visibilité instrumentale de FRIEND est mise en évidence en utilisant la source interne de l’instrument VEGA. Un polariseur est disposé dans FRIEND entre le V-groove et la lame séparatrice (Fig. 5.14, à gauche). Son orientation est réglable et il peut être aligné selon l’un des axes neutres d’une fibre (Fig. 5.14, à droite). Les axes neutres des trois fibres sont tous orientés de la même façon. En effet, la visibilité dépend de la différence entre les directions de polarisation des ondes et est maximale lorsque la différence est nulle.

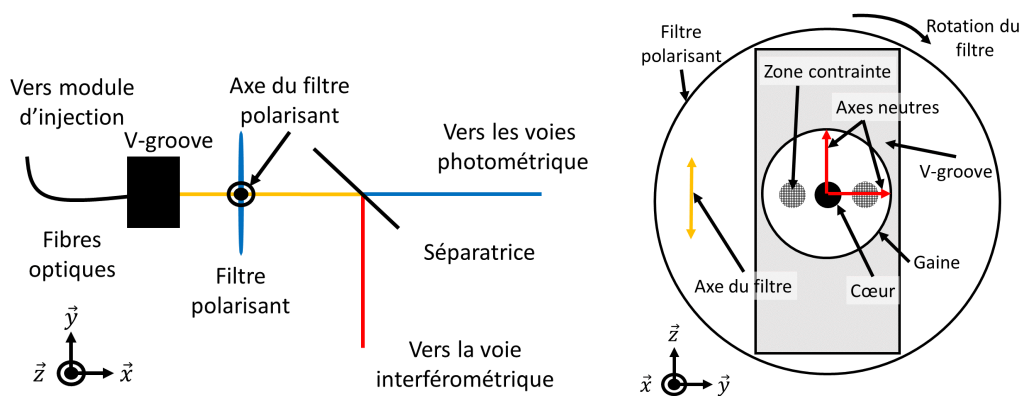


FIGURE 5.14 – A gauche : schéma du montage (vue de dessus) avec le polariseur disposé entre le V-groove et la lame séparatrice. A droite : schéma de principe de l’ensemble {V-groove + polariseur} vu de face montrant l’orientation du polariseur par rapport aux axes neutres de la fibre (les échelles ne sont pas respectées).

Nous avons calculé la visibilité pour différentes orientations du polariseur (Fig. 5.15) en septembre et octobre 2015 (Annexe B). L’axe \vec{z} ascendant est l’origine des angles et leur orientation est positive dans le sens horaire (Fig. 5.14, à droite). Cette Figure montre bien la variation de la visibilité en fonction de l’orientation du polariseur. L’effet de la biréfringence différentielle sur la visibilité a déjà

été mis en évidence en laboratoire (Delage & Reynaud 2000). Puis la première mise en évidence et maîtrise sur le ciel a été faite par Lazareff et al. (2012) sur l'instrument PIONIER. Les ondes lumineuses polarisées selon les axes neutres créent chacun un interférogramme. Cependant, elles sont déphasées entre ces axes, ce qui se traduit par une différence de marche entre deux états de polarisation. Les franges créées dans chaque axe ne se superposent pas toujours parfaitement (Fig. 5.16), ce qui provoque un brouillage des franges donc une dégradation de la visibilité instrumentale.

La Figure 5.15 permet de déduire que le polariseur est parallèle à l'un des axes neutres des fibres lorsque la visibilité est maximale. De la même manière, lorsque ce dernier est minimal, le polariseur laisse passer de façon égale les flux portés par les deux axes neutres des fibres, créant deux interférogrammes se brouillant mutuellement. L'effet est particulièrement visible sur la base 23, la plus petite base FRIEND, où la visibilité est divisée par 3 à cause de ce brouillage. Il est important de trouver un moyen d'annuler l'effet de la biréfringence afin de conserver la visibilité instrumentale maximale. Pour cela, on pourrait ne sélectionner qu'un seul état de polarisation et perdre la moitié du flux ou agir mécaniquement sur les fibres (Lagorceix & Reynaud 1995). La solution développée sur PIONIER consiste à compenser le déphasage induit par la biréfringence des fibres grâce à un système de lames biréfringentes (Lazareff et al. 2012). Ce moyen sera repris pour FRIEND. Ces résultats ont été publiés dans SPIE : Martinod et al. (2016).

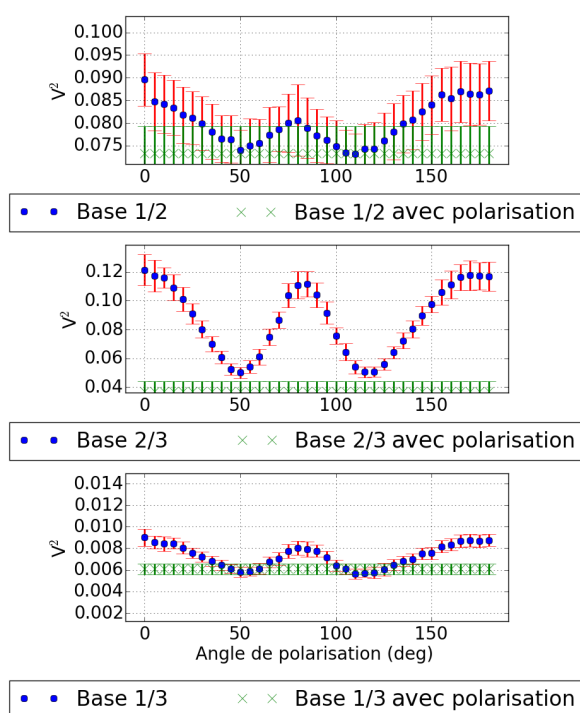


FIGURE 5.15 – Évolution de la visibilité mesurée en fonction de l'orientation du polariseur

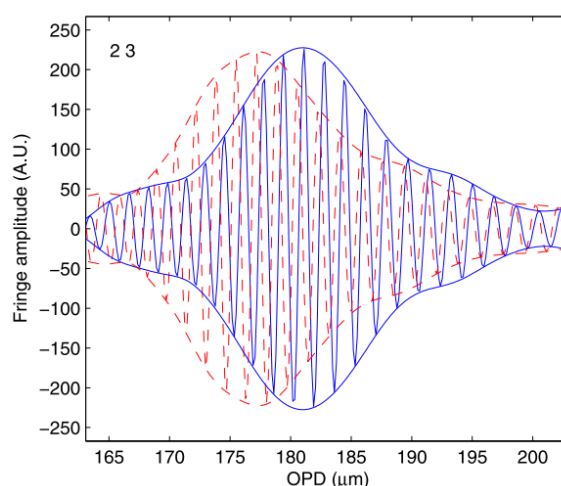


FIGURE 5.16 – Schéma de la non-superposition des interférogrammes de PIONIER. Les traits et les pointillés dessinent les interférogrammes pour les deux polarisations linéaires (Lazareff et al. 2012)

5.3.2 Annuler cette perte par compensation de l'effet de la biréfringence différentielle

5.3.2.1 Principe physique de la compensation

Des lames biréfringentes provoquent un déphasage entre les deux états de polarisation, définis par les deux axes neutres, des ondes lumineuses. Ce déphasage dépend de l'épaisseur de lame traversée, qui varie en fonction des angles d'incidence des faisceaux sur les lames. Ce déphasage compense celui dû à la biréfringence (Fig. 5.17). Les états de polarisation (flèches noires) d'un faisceau donné sont décalés avant d'arriver sur le cristal à cause de la biréfringence des fibres. On change les angles d'incidence

5.3. Contrôler la perte de la visibilité instrumentale à cause de la biréfringence différentielle 97

sur les lames pour que les états de polarisation soient de nouveaux rassemblés afin d'obtenir une superposition parfaite des interférogrammes créés dans chaque état de polarisation sans perte de flux.

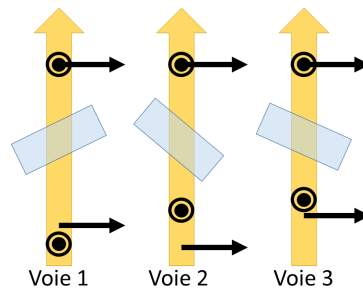


FIGURE 5.17 – Schéma de principe des lames biréfringentes. La flèche jaune représente le flux. Les flèches noires représentent les deux axes de polarisation. Les rectangles bleus sont les lames biréfringentes.

5.3.2.2 Choix des lames pour FRIEND

La Figure 5.18 montre que la variation de la DDM peut avoir une amplitude de $2 \mu\text{m}$ à cause de la biréfringence des fibres.

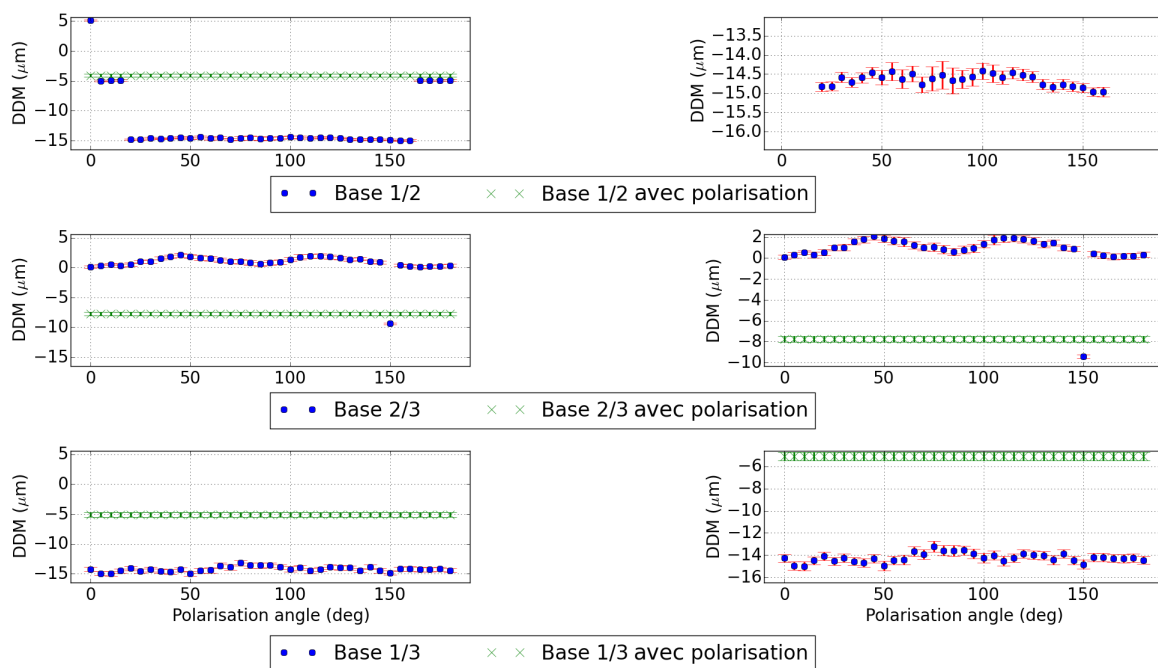


FIGURE 5.18 – Évolution de la DDM en fonction de l'orientation du polariseur. De haut en bas : bases 12, 23 et 13. A gauche : échelle commune aux trois bases. A droite : pleine dynamique pour chacune d'entre elles.

PIONIER est équipé de lames biréfringentes en niobate de lithium mais ce cristal n'est pas utilisable dans notre cas. Celui utilisé pour FRIEND doit respecter certaines conditions :

- la correction de la biréfringence doit être au moins de $5 \mu\text{m}$, par précaution vis-à-vis du $2 \mu\text{m}$ constaté, entre deux faisceaux ;
- sa dispersion en longueur d'onde ne doit pas faire chuter la visibilité de plus de 1% sur toute la bande spectrale de FRIEND ($\Delta\lambda = 120 \text{ nm}$, entre 630 et 750 nm) ;
- sa transmission doit également être supérieure à 90% dans cette bande.

Le cristal qui respecte ces conditions est le borate de baryum (αBBo), un cristal uniaxe négatif ($n_e < n_o$) dont la transmission dans la bande R est supérieure à 95%. Pour le vérifier, la méthodo-

logie de Lazareff et al. (2012) a été appliquée et nous avons calculé deux quantités. Il s'agit de la biréfringence effective β_{eff} (DDM normalisée par l'épaisseur de la lame) décrite par l'Équation 4 de (Lazareff et al. 2012), et un nombre sans dimension A montrant la chromaticité de la biréfringence appelé coefficient de mérite (voir la Section 4 du même article). Ce nombre est analogue au nombre d'Abbe qui quantifie la variation de l'indice de réfraction d'un verre en fonction de la longueur d'onde.

La biréfringence effective a été calculée à $\lambda = 690$ nm pour différents angles d'incidence de 0° à 30° et est présentée Figure 5.19. L'amplitude de variation de β_{eff} est d'environ $5 \cdot 10^{-3}$, soit $10 \mu\text{m}$ pour une lame de 2 mm d'épaisseur. Cette valeur respecte tout à fait la première condition.

En considérant une biréfringence maximale de $5 \mu\text{m}$ à 690 nm, ce qui correspond à un décalage d'environ $n_f = 7$ franges, le décalage de franges entre les deux bornes de la bande spectrale de l'instrument est :

$$\delta n_{\text{edge}} \simeq \frac{1}{|A|} \frac{\Delta\lambda}{2\lambda} \simeq 0.05 \quad (5.21)$$

avec $|A| \simeq 12$ à 690 nm, qui correspond à la valeur moyenne déduite de la courbe de la Figure 5.19. Ce décalage de 0.05 frange sur la bande spectrale de l'instrument induit une perte de visibilité de 1%, ce qui est en accord avec la deuxième condition.

Finalement, la compensation de l'effet de biréfringence des fibres sera faite par trois lames de α -borate de baryum.

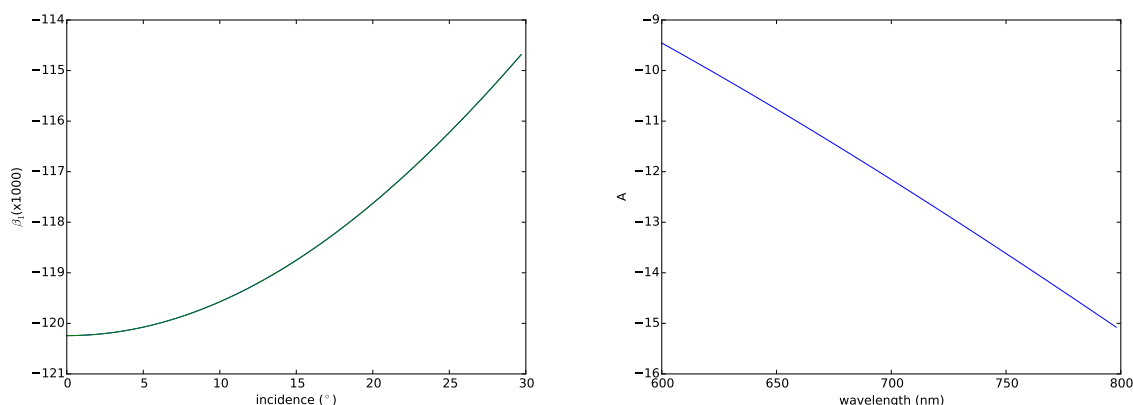


FIGURE 5.19 – Caractérisation optique des lames biréfringentes. A gauche : biréfringence effective en fonction de l'angle d'incidence pour $\lambda = 690$ nm. A droite : évolution du coefficient de mérite A en fonction de la longueur d'onde (*wavelength*).

5.3.3 Réalisation d'un module de compensation de l'effet de la biréfringence

5.3.3.1 Description du module de compensation

Les lames forment un module de compensation de la biréfringence dont une photo est montrée par la Figure 5.20. La lame du faisceau 2, (lame 2) est posée sur un support fixe avec une orientation de 30° . Les lames des faisceaux 1 et 3, (lames 1 et 3), sont disposées sur des platines tournantes pas-à-pas permettant une orientation précise au centième de degré.

La mise en place du module de compensation nécessite de faire attention à certaines contraintes techniques telles que leur inclinaison d'origine. Il s'agit d'éviter que des réflexions parasites soient envoyées dans l'instrument et que la déviation des faisceaux par l'orientation de la lame ne soit trop importante. Leurs caractéristiques nominales sont données dans le Tableau 5.10.

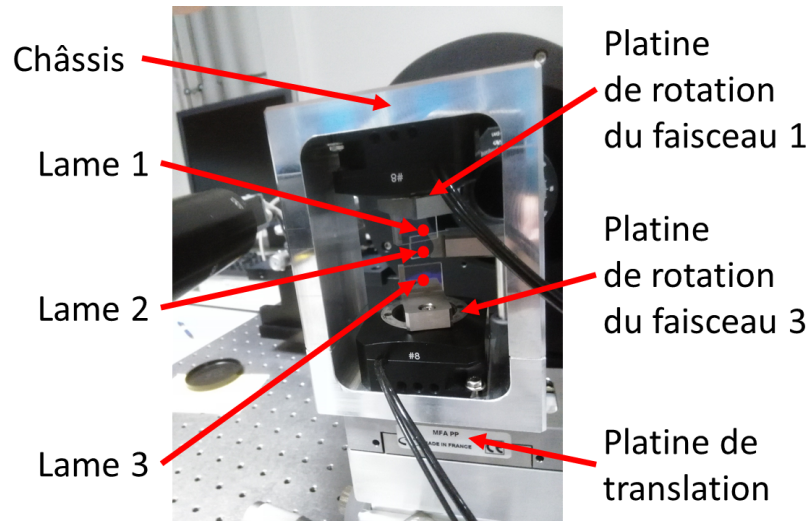


FIGURE 5.20 – Module de compensation de la biréfringence de FRIEND. Il y a une lame par faisceau. Les lames 1 et 3 sont orientables. L’inclinaison de la lame 2 est fixée à 30° par rapport au châssis.

Tableau 5.10 – Caractéristiques nominales des lames biréfringentes

Dimensions lames mobiles ($L \times l \times e$)	$18 \times 12 \times 2.070$ mm
Dimensions lame fixe ($L \times l \times e$)	$18 \times 12.5 \times 1.916$ mm
Axe optique	Parallèle à la direction de la largeur
Indice de réfraction ordinaire n_o	1.62
Indice de réfraction extraordinaire n_e	1.53

5.3.3.2 Caractérisation du module en laboratoire

Objectifs :

La lame 2 a une orientation fixe, déterminée lors de la conception du module, pour éviter d’envoyer des réflexions parasites dans FRIEND. Cette orientation fixe ne permet pas nécessairement la compensation du déphasage tout en évitant une déviation trop importante vis-à-vis des fibres de FRIEND. Une orientation générale du module est à envisager. L’objectif de ce banc de test est double : vérifier la capacité du module à compenser l’effet de la biréfringence et déterminer l’orientation optimale du module.

Description du banc de test :

Le banc de test consiste en une source blanche fibrée qui illumine un télescope afin de créer un objet ponctuel à l’infini (Fig. 5.21, gauche). Un polariseur est placé en sortie du télescope puis le faisceau traverse le module, disposé sur une platine en rotation, et un dispositif de trous d’Young simulant trois télescopes. Les faisceaux sont dispersés en longueur d’onde grâce à un réseau puis projetés sur une caméra CCD (Fig. 5.21, droite). La bande spectrale projetée sur la caméra s’étend de 530 à 680 nm soit $\Delta\lambda = 150$ nm.

Le polariseur permet d’orienter la vibration de l’onde lumineuse dans une direction définie. La lumière sera polarisée de façon à être parallèle à l’un des axes neutres de la fibre optique de la source blanche.

Par ailleurs, si l’épaisseur de lame traversée diffère d’une lame à l’autre, un déphasage entre les faisceaux sera créé. La pente des franges, due au codage spatial, dépendant de la dispersion spectrale des franges et de la DDM (Koechlin et al. 1996), est augmentée en valeur absolue (Fig. 5.22). Ce dé-

phasage dépend également de l'état de polarisation de la lumière. Cependant, il existe une inclinaison particulière pour chaque lame pour laquelle le déphasage induit sera indépendant de l'état de polarisation. Dans cette configuration, les lames compensent la biréfringence de la fibre de la source blanche.

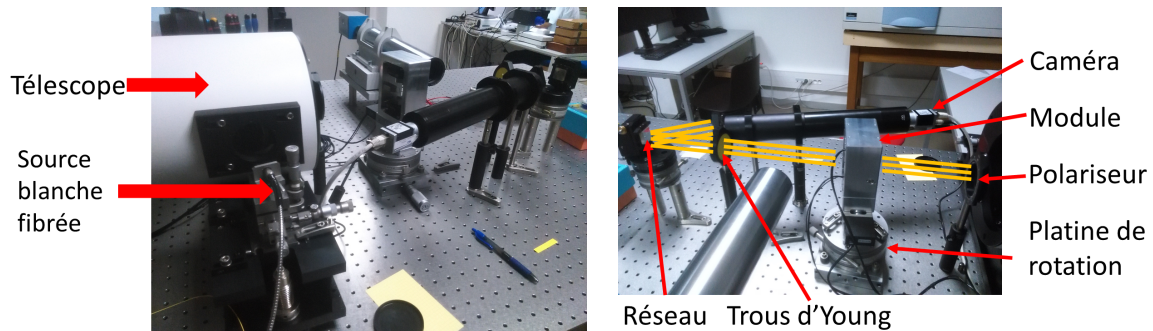


FIGURE 5.21 – Photos du banc de test à Nice. A gauche : source blanche fibrée et télescope. A droite : montage de prise en main du module.

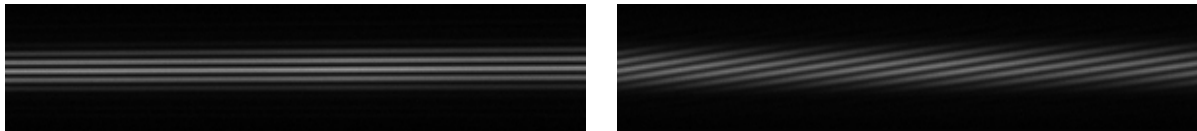


FIGURE 5.22 – Interférogrammes obtenus sur le banc de test du module de compensation de la biréfringence. A gauche : interférogramme à DDM nulle. A droite : interférogramme avec une DDM due à la différence d'épaisseurs de lames traversées entre trois faisceaux.

Méthode d'analyse des données :

La phase est calculée pour chaque canal spectral (de largeur 1 pixel) dans l'interférogramme (Fig. 5.23). On détermine la variation de la phase $\Delta\phi$ dans l'interférogramme en minimisant la somme quadratique des parties imaginaires du produit $e^{i\psi} \cdot e^{i\Delta\phi}$ où ψ est un phaseur.

On déduit à partir de la variation de phase la variation de différence de marche $\Delta\delta$ entre les états de polarisation en fonction de l'angle d'incidence via l'expression :

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta\delta}{\lambda} n(\lambda) \quad (5.22)$$

Dans le cas où $\Delta\delta$ est grand devant $\frac{\lambda}{n(\lambda)}$, le chromatisme de $\Delta\phi$ est négligeable. Toutes les mesures seront donc réalisées dans ces conditions.

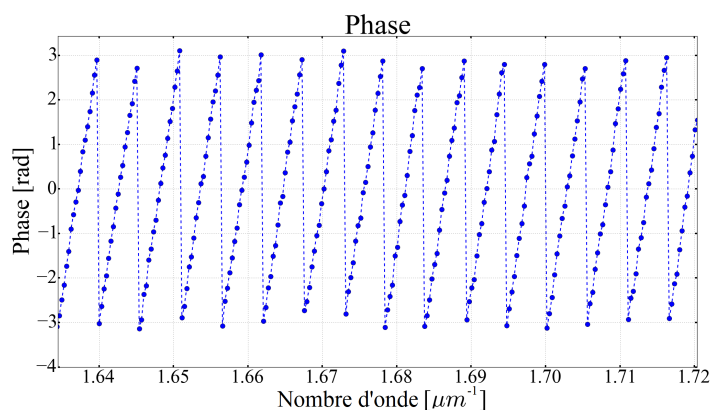


FIGURE 5.23 – Phase des franges en fonction du nombre d'onde $\frac{1}{\lambda}$

5.3. Contrôler la perte de la visibilité instrumentale à cause de la biréfringence différentielle 101

Expression de $\Delta\delta$:

Pour les besoins des calculs qui suivent, on considère que le faisceau lumineux est polarisé soit selon l'axe ordinaire, soit selon l'axe extraordinaire qui sont arbitrairement orientés verticalement ou horizontalement. Les grandeurs se référant à l'une ou l'autre des polarisations auront l'indice o pour ordinaire et e pour extraordinaire. Si ce n'est pas précisé, l'équation est applicable aux deux états.

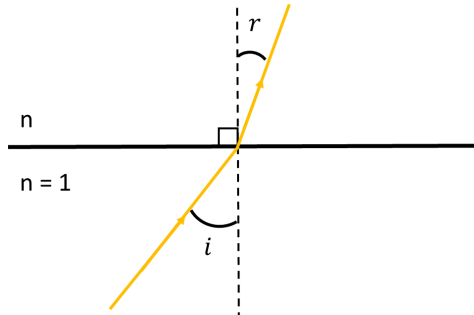


FIGURE 5.24 – Définition des angles de réfraction à l'interface air-lame

On pose i et r respectivement l'angle incident et de réfraction entre le faisceau lumineux et la normale à l'interface entre l'air et la lame (voir Fig. 5.24). On pose e et e_{ref} respectivement l'épaisseur de la lame mobile et de la lame fixe. On pose n_o et n_e respectivement les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire des lames biréfringentes.

La différence de marche entre les deux lames pour une polarisation selon l'un ou l'autre des axes est :

$$DDM = n \frac{e}{\cos(r)} - n \frac{e_{ref}}{\cos(r_{ref})} \quad (5.23)$$

avec r_{ref} l'angle du rayon réfracté par la lame 2 fixe.

Cette relation devient, par application de la loi de Snell-Descartes :

$$DDM = n \cdot \left(\frac{e}{\sqrt{1 - (\sin(i)/n)^2}} - \frac{e_{ref}}{\sqrt{1 - (\sin(i_{ref})/n)^2}} \right) \quad (5.24)$$

avec i_{ref} l'angle d'incidence du faisceau incident sur la lame 2. Il est directement lié à l'orientation générale du module.

Or nous voulons annuler la DDM entre les deux états de polarisation pour la même lame (Fig. 5.25, à gauche) et non pas un état de polarisation entre deux lames (Fig. 5.25, à droite). Donc nous mesurons :

$$\Delta\delta = e \left(\frac{n_o}{\sqrt{1 - (\sin(i)/n_o)^2}} - \frac{n_e}{\sqrt{1 - (\sin(i)/n_e)^2}} \right) - e_{ref} \left(\frac{n_o}{\sqrt{1 - (\sin(i_{ref})/n_o)^2}} - \frac{n_e}{\sqrt{1 - (\sin(i_{ref})/n_e)^2}} \right) \quad (5.25)$$

avec $\Delta\delta$ la différence de marche entre les deux états de polarisation en fonction de l'angle d'incidence i .

L'Éq. (5.25) décrit le comportement du montage et nous cherchons à l'annuler.

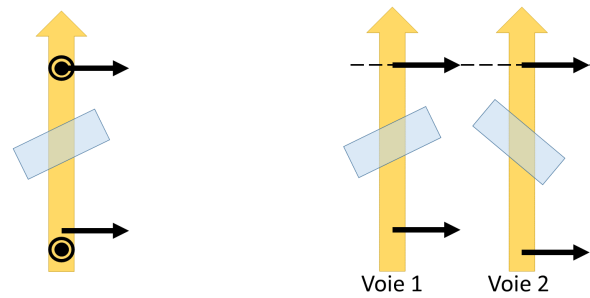


FIGURE 5.25 – A gauche : annulation de la DDM entre les deux états de polarisation pour la même lame (objectif recherché). A droite : annulation de la DDM pour un état de polarisation entre deux lames (effet qu'on ne désire pas contrôler avec l'orientation des lames).

Résultats :

La valeur du piston est relevée, on en déduit la différence de la DDM pour chaque état de polarisation et un angle d'incidence donné. Pour $i_{ref} = 40^\circ$ sur la Figure 5.26, la variation de la DDM entre les états de polarisation vertical et horizontal s'annule pour les lames 1 et 3, ce qui signifie que la biréfringence est compensée.

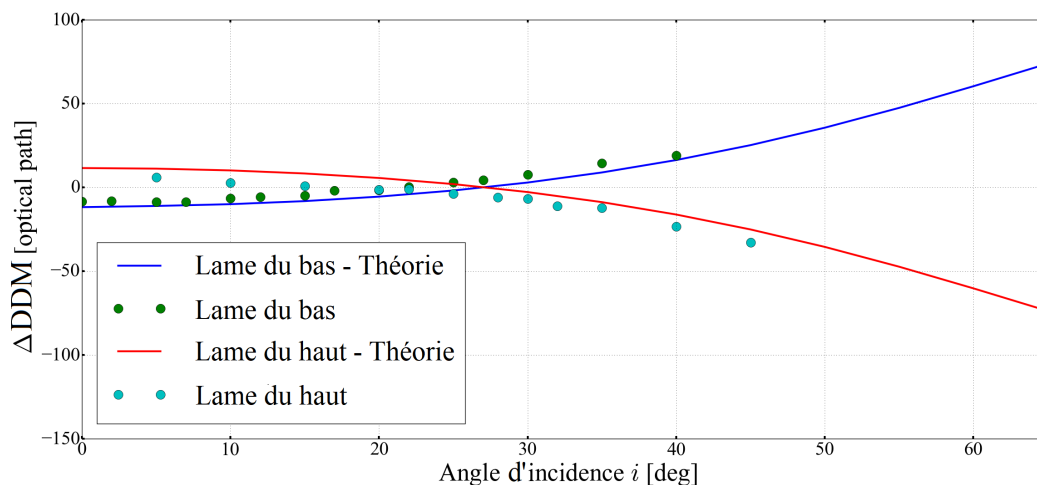


FIGURE 5.26 – $\Delta\delta$ pour $i_{ref} = 40^\circ$. Le croisement des courbes rouge et bleue indique une position pour laquelle le déphasage dû à la biréfringence est compensé.

Lorsque le module sera installé sur FRIEND, il sera orienté pour que l'angle d'incidence sur la lame 2 fasse 40° . Dans cette disposition, le module sera en mesure de compenser le déphasage induit par les fibres.

5.3.3.3 Modélisation numérique de l'influence du module sur l'interferogramme de FRIEND

L'orientation du module pour pouvoir annuler les effets de la biréfringence des fibres tout en évitant des réflexions parasites et une trop grande déviation des faisceaux a été trouvée. Néanmoins, l'étude réalisée en laboratoire à Nice ne permet pas de prévoir l'influence du module sur la visibilité instrumentale. Une étude numérique a donc été menée.

J'ai intégré les effets de la biréfringence des fibres et des lames dans les équations interférométriques afin de connaître l'évolution de l'interferogramme en fonction de la compensation du déphasage, qui est induit par les fibres.

5.3. Contrôler la perte de la visibilité instrumentale à cause de la biréfringence différentielle 103

Considérons deux états de polarisation : horizontal (H) et vertical (V), venant des fibres (f) ou des lames (L). L'équation interférométrique à 2 télescopes à une dimension est :

$$I_{H/V}(\delta) = I_{1,H/V} + I_{2,H/V} + 2\sqrt{I_{1,H/V}I_{2,H/V}} \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} + \theta_{f,H/V} + \theta_{L,H/V}\right) \quad (5.26)$$

où θ est la phase induite par la biréfringence de la lame ou de la fibre.

Le détecteur reçoit la somme en intensité des interférogrammes de chaque polarisation. Pour simplifier les calculs, on suppose que $I_H = I_V = I_1/2 = I_2/2$.

$$I(\delta) = I_H + I_V \quad (5.27)$$

$$I(\delta) = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \left(\cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} + \theta_{f,H} + \theta_{L,H}\right) + \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} + \theta_{f,V} + \theta_{L,V}\right) \right) \quad (5.28)$$

avec δ la différence de marche.

L'équation interférométrique se reformule ainsi en utilisant une relation sur la somme de cosinus :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} + \frac{\theta_{f,H} + \theta_{L,H} + \theta_{f,V} + \theta_{L,V}}{2}\right) \cos\left(\frac{\Delta\theta_f + \Delta\theta_L}{2}\right) \quad (5.29)$$

avec $\Delta\theta_f = \theta_{f,H} - \theta_{f,V}$ et $\Delta\theta_L = \theta_{L,H} - \theta_{L,V}$.

Les franges d'interférence sont toujours représentées par un cosinus dépendant non seulement de la différence de marche δ , mais en plus d'un terme de phase $\frac{\theta_{f,H} + \theta_{L,H} + \theta_{f,V} + \theta_{L,V}}{2}$. Ce dernier dépend des états de polarisation de la lumière dans les fibres et les lames. Les lignes à retard internes de FRIEND permettent de fixer la valeur du premier cosinus à 1 quelque soit la valeur de son terme de phase donc nous ne nous attarderons pas dessus. La nouveauté par rapport à l'équation interférométrique classique est la modulation du terme des franges par le facteur $\cos\left(\frac{\Delta\theta_f + \Delta\theta_L}{2}\right)$ qui dépend de la différence de phase entre les deux états de polarisations dans les fibres et les lames. Le rôle du module de compensation de la biréfringence est de maintenir ce terme égal à 1.

Afin d'étudier cette modulation, explicitons le terme $\Delta\theta_L$:

$$\Delta\theta_L = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{e}{\cos(i)} (n_H - n_V) \quad (5.30)$$

avec $e/\cos(i)$ l'épaisseur de lame traversée par un faisceau d'incidence i , n_H et n_V sont les indices de réfraction pour les polarisations horizontale et verticale.

Or l'indice de réfraction est chromatique et sa dépendance en longueur d'onde est donnée par la loi de Cauchy développée à l'ordre 2 :

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + o\left(\frac{1}{\lambda^2}\right) \quad (5.31)$$

où A et B sont des coefficients donnés par le fabricant des lames ou des fibres.

Il vient alors :

$$\Delta\theta_L = 2\pi e/\cos(i) \left(\frac{A_H - A_V}{\lambda} + \frac{B_H - B_V}{\lambda^3} \right) \quad (5.32)$$

Dans l'Éq. (5.32), les termes en $1/\lambda$ et $1/\lambda^3$ définissent la modulation spectrale des franges et le $e/\cos(i)$ la fréquence de cette modulation.

Ces nouvelles équations ont permis de simuler un interféromètre fibré à 2 télescopes et équipé du module de lames biréfringentes observant un objet ponctuel. Différents interférogrammes (Fig. 5.27) ont été simulés en fonction de différents angles d'incidence d'une des deux lames (l'autre étant fixe).

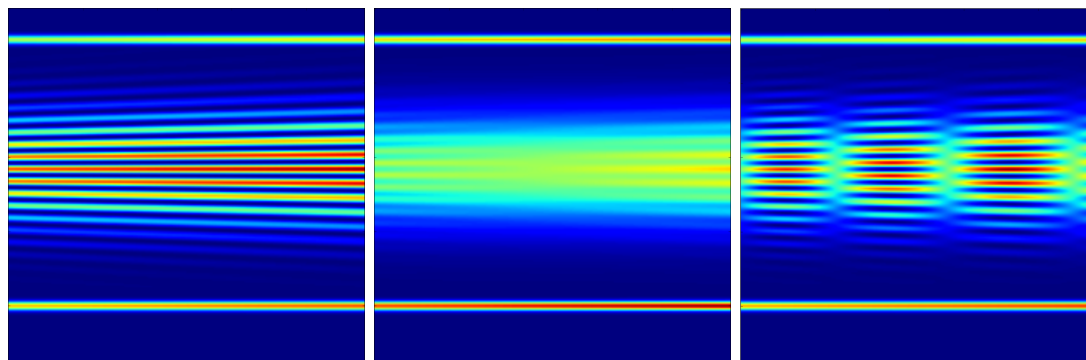


FIGURE 5.27 – Simulation de l'effet de la biréfringence sur l'interférogramme. De gauche à droite : correction optimale, brouillage total, moiré. En abscisse : longueur d'onde, en ordonnée : coordonnée spatiale sur le détecteur.

5.3.3.4 Caractérisation du module sur FRIEND

Le module de compensation de la biréfringence des fibres est installé dans FRIEND en juillet 2016 (Annexe B). Des expériences avec la source interne de VEGA sont menées afin de confirmer les prédictions de la simulation numérique et ainsi de vérifier la sensibilité de l'orientation des lames.

Les interférogrammes présentés en Figure 5.28 sont similaires à ceux simulés en Figure 5.27, ce qui permet de valider qualitativement le modèle numérique.

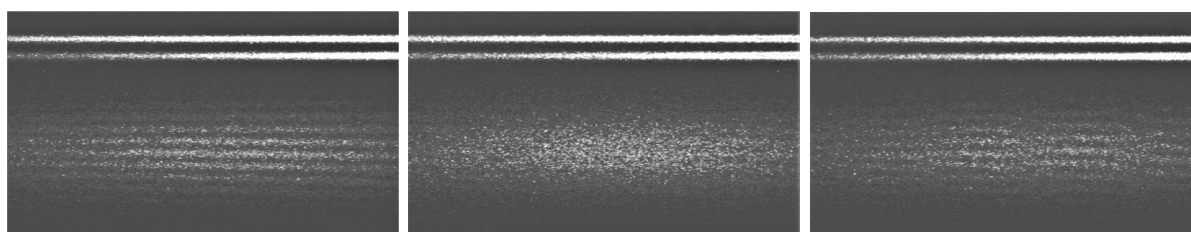


FIGURE 5.28 – Effet de la biréfringence sur l'interférogramme. De gauche à droite : correction optimale, brouillage total, moiré. En abscisse : longueur d'onde, en ordonnée : coordonnée spatiale sur le détecteur.

Nous avons regardé l'évolution de la visibilité en fonction de l'inclinaison des lames en faisant des relevés tous les 0.5° . Le gain apporté par le module sur la visibilité instrumentale est illustré par les courbes en Figure 5.29. Dans les positions optimales des lames 1 et 3, qui sont respectivement de -26.03° et 24° (non visualisées Fig. 5.29), la visibilité est améliorée d'au moins un facteur 3.

Nous avons ensuite confronté les résultats simulés (courbe rouge sur la Figure 5.30) et les résultats expérimentaux. Nous avons échantillonné l'enveloppe de la modulation en faisant des relevés de visibilité grâce aux outils de diagnostic en temps réel de l'interface de contrôle de FRIEND tous les 5° (points bleus sur la Figure 5.30). Ensuite, nous nous sommes positionnés au sommet de l'enveloppe puis nous avons échantillonné la courbe plus finement par pas de 0.5° afin de mettre en évidence l'oscillation rapide (croix vertes sur la Figure 5.30). L'accord entre la simulation et les mesures en laboratoire est très bon, le gain sur la visibilité est significatif.

L'étape suivante fut de tester ce module dans des conditions réelles en observant γ Cas (HD 5394) afin de vérifier la stabilité du système et l'adéquation entre les résultats de la simulation, obtenus en laboratoire et sur ciel.

5.3. Contrôler la perte de la visibilité instrumentale à cause de la biréfringence différentielle 105

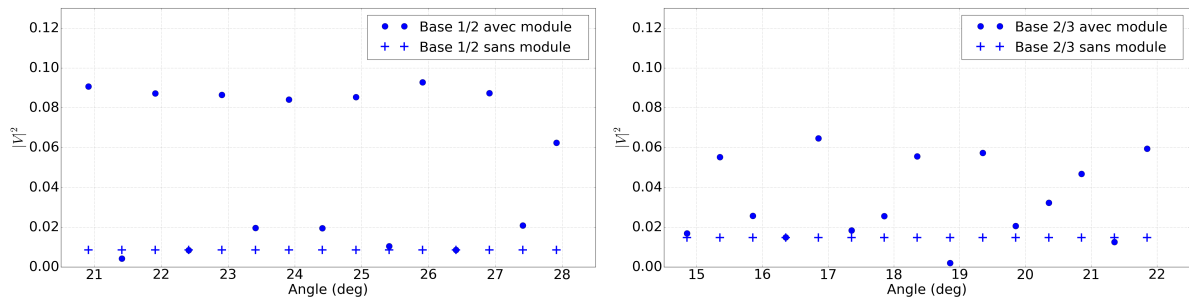


FIGURE 5.29 – A gauche : évolution de la visibilité de la base 12 en fonction de l’angle d’incidence de la lame 1, lame 3 fixe. A droite : évolution de la visibilité de la base 23 en fonction de l’angle d’incidence de la lame 3, lame 1 fixe.

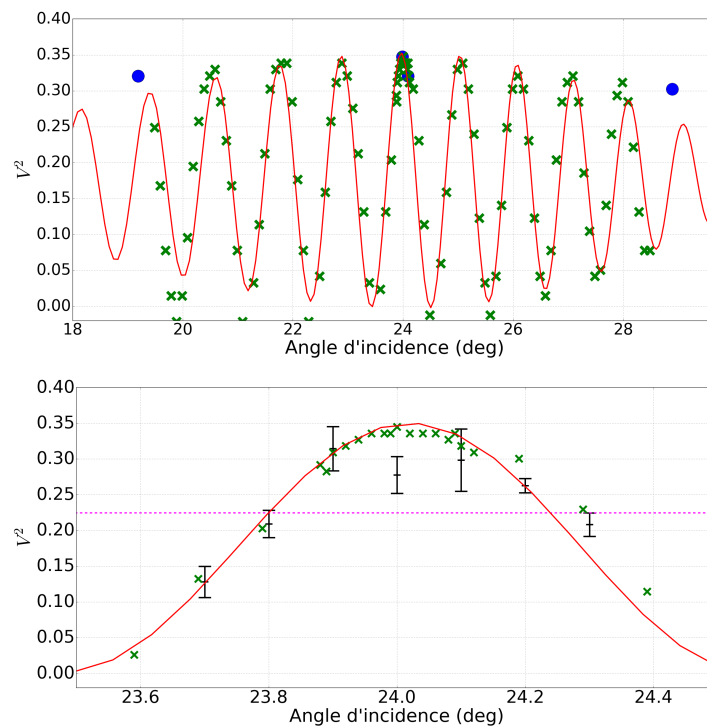


FIGURE 5.30 – En haut : effet de l’orientation de la lame 3 sur la visibilité instrumentale sur le système de franges 2/3. La prédiction du modèle théorique (ligne rouge) est superposée aux mesures (croix vertes) faites sur la source interne. En bas : grossissement autour de la position angulaire optimale. Les mesures faites sur γ Cas sans le système de compensation de la biréfringence (pointillé magenta) et avec le système en place (plus noirs) sont affichées. Chaque plus noir et sa barre d’erreur sont respectivement la moyenne et l’écart-type d’un échantillon de 5 mesures issues 5 blocs de 6000 images.

5.3.4 Validation du concept du module pour FRIEND

γ Cas a été observée afin de tester le module en condition réelle. Sa visibilité a été relevée pour différentes valeurs d’angle d’incidence des faisceaux 1 et 3 sur leurs lames respectives. Ces résultats observationnels ont été confrontés aux résultats exposés précédemment. La Figure 5.30 montre l’accord remarquable entre la simulation, les expériences menées sur la source interne de VEGA et celles menées sur le ciel. Afin de faciliter la comparaison entre ces différentes expériences, leurs valeurs de visibilité ont été remises à l’échelle. On voit ainsi que la variation prédite par la simulation se superpose avec celles observées sur la source interne et sur γ Cas. De plus, les orientations optimales trouvées sur la source interne sont identiques à celles trouvées sur γ Cas. Cela confirme que les effets de biréfringence proviennent uniquement des fibres optiques de FRIEND et que le système est stable sur une

nuit d'observation. Il est donc possible d'exploiter l'instrument avec une visibilité instrumentale non perturbée par la biréfringence. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans A & A : [Martinod et al. \(accepted 2018\)](#).

5.4 Conclusion

Avec FRIEND, nous avons démontré qu'une association des fibres optiques avec l'optique adaptative permet un gain significatif sur les performances d'un interféromètre visible (gain d'une magnitude dans les conditions d'observation). D'autre part, les fibres monomodes gaussiennes à maintien de polarisation sont des composants optiques biréfringents qui diminuent la visibilité instrumentale. FRIEND a montré que la solution utilisée pour PIONIER est parfaitement transposable dans le visible. Je vais à présent caractériser le détecteur de FRIEND.

Caractérisation de l'EMCCD OCAM² et de ses performances avec FRIEND

Sommaire

6.1	Caractérisation du détecteur de FRIEND	107
6.2	Etude du temps d'intégration optimal	111
6.3	Validation d'un nouveau modèle de RSB du V^2	113
6.4	Accès aux basses visibilités et à la clôture de phase grâce aux EMCCD	115
6.5	Conclusion	120

La comparaison entre EMCCD et ICCD, faite dans la Section 2.4, a montré que la première peut remplacer la seconde dans la prochaine génération d'instruments.

Dans ce chapitre, je présente la caractérisation de l'OCAM² et comment l'exploiter de façon optimale. Ensuite, j'aborde le développement et la validation d'un modèle de RSB de FRIEND. Enfin, je montre numériquement qu'un recombineur fibré doté d'une EMCCD présente de meilleures mesures de visibilité et de clôture de phase qu'un recombineur multimode.

6.1 Caractérisation du détecteur de FRIEND

La caractérisation de l'OCAM² consiste à étudier la stabilité du courant d'obscurité et du gain d'amplification. Pour cela, j'utilise les deux quantités intervenant dans le prétraitement (Sec. 3.2.1) : le *master dark* et le *master gain*.

La modélisation de la distribution statistique du courant d'obscurité d'une EMCCD permet d'estimer le gain d'amplification. Cette méthode est décrite par Robbins et al. (2003) qui est un document interne de *e2v technologies*¹ dont je reprends ici le détail.

Le courant d'obscurité suit une distribution poissonnienne :

$$p(n) = \frac{S_{\text{dark}}^n e^{-S_{\text{dark}}}}{n!}, \quad (6.1)$$

avec $p(n)$ la distribution de probabilité qu'un pixel reçoive n électrons d'obscurité et S_{dark} le nombre moyen de ces électrons.

La densité de probabilité que la multiplication d'un électron en entrée du registre d'amplification en donne n_{sortie} est la loi exponentielle :

$$P(n_{\text{sortie}}) = \frac{1}{G} e^{-\frac{n_{\text{sortie}}}{G}}, \quad (6.2)$$

avec G le gain d'amplification effectif.

Lorsque la probabilité d'avoir 2 électrons d'obscurité dans un pixel est négligeable ($n \ll 1$ électron/pixel/image), il y a soit 0 soit 1 électron amplifié dans chaque pixel. Par conséquent, la distribution

1. <https://www.e2v.com/>, entreprise fabricant les matrices de pixels et les registres des EMCCD

de probabilité du signal en sortie du registre d'amplification est :

$$P_d(n_{\text{sortie}}) = \frac{S_{\text{dark}}}{G} e^{-\frac{n_{\text{sortie}}}{G}}, \quad (6.3)$$

pour $S_{\text{dark}} > 0$. Le nombre de pixels ne contenant aucun signal est proportionnel à $p(0) = e^{-S_{\text{dark}}}$.

Le courant d'obscurité d'OCAM² étant de 4.4 électrons/pixel/seconde à -45°C (Camera test report 2014) soit 0.08 électron/pixel/image à 20 ms (temps d'intégration utilisé sur FRIEND), l'hypothèse précédente est valide.

J'en déduis le complémentaire de la fonction de répartition :

$$N_d(T) = \int_{x=T}^{+\infty} P_d(x) = S_{\text{dark}} e^{-\frac{T}{G}}. \quad (6.4)$$

Son logarithme dépend linéairement de l'inverse du gain :

$$\log(N_d(T)) = \log(S_{\text{dark}}) - \frac{1}{\ln(10)} \frac{T}{G}. \quad (6.5)$$

L'histogramme est présenté Figure 6.1 pour l'octant 1. On y distingue la contribution du bruit de lecture et celle du courant d'obscurité amplifié qui est décrite par l'Équation (6.5). Son domaine de définition est tel que $\log(N_d(T)) \in [-2.5; -4]$. Cet intervalle a été déterminé empiriquement en analysant plusieurs histogrammes. Ce domaine n'est pas affecté par les fluctuations de comptage d'évènement du bruit de lecture ou celles du comptage des évènements rares. Il n'y a que le comptage des évènements dûs au courant d'obscurité. L'ajustement de ce modèle sur cette partie de l'histogramme (Fig. 6.1), pour un octant donné, permet d'obtenir une estimation S_{dark} et de G .

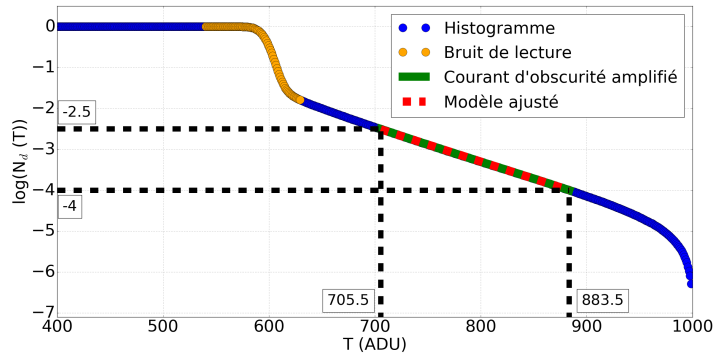


FIGURE 6.1 – Histogramme cumulé décroissant du dark (cercles bleus) de l'octant 1 obtenu à partir de 10 blocs, en nombre d'évènements (normalisés) au-dessus d'un seuil T (en ADU). On y distingue le bruit de lecture (cercles orange) centré sur le biais, à environ 590 ADU, le courant d'obscurité amplifié (ligne verte) et l'ajustement de l'Équation (6.5) (pointillé rouge) sur ce dernier.

La stabilité du dark moyen et des gains d'amplification des octants est importante pour obtenir un *master dark* et un *master gain* non biaisés afin de prétraiter les données.

J'ai mené cette étude en utilisant une série de 10 blocs de 6000 images de dark, le 26 septembre 2016 (Annexe B). J'ai calculé le courant d'obscurité moyen de chaque octant par bloc, puis en les utilisant tous (Fig. 6.2). On constate que la dispersion relative du courant d'obscurité entre les blocs pour un octant donné est inférieure à 0.08% de la valeur moyenne sur cet octant. Cela montre qu'il est très stable sur au moins 20 min. Or on recherche une stabilité sur une séance d'observation qui dure au moins 1h30 (Sec. 7.3.2). La stabilité sur le long terme sera alors étudiée plus loin dans ce sous-chapitre, lorsque le nombre de blocs d'images de dark à acquérir sera défini.

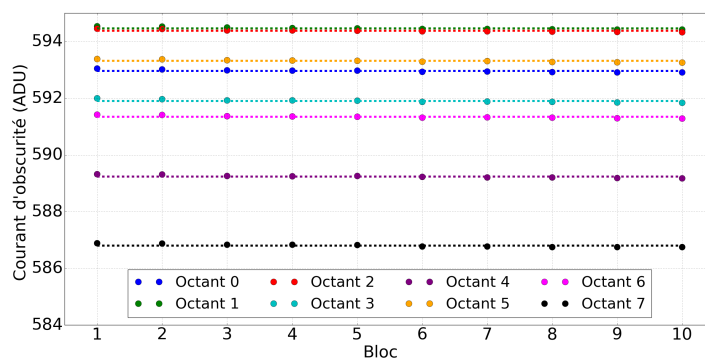


FIGURE 6.2 – Évolution du courant d’obscurité de chaque octant pour les différents blocs (points) et courant d’obscurité moyenné sur les images des 10 blocs (pointillé) pour chaque octant. Conditions d’acquisition : $DIT = 20$ ms, $G = 997$ et refroidissement à -45°C .

J’ai ensuite calculé le gain d’amplification par bloc pour chaque octant, et en utilisant tous les blocs (Fig. 6.3). On voit clairement que le gain mesuré varie d’un bloc à l’autre pour un octant donné. En effet, la dispersion relative est de 0.8% du gain de cet octant soit une dispersion 10 fois plus élevée que celle du courant d’obscurité. De plus, la partie gauche du Tableau 6.1 montre un biais dans la valeur moyenne du gain sur les octants par rapport à la consigne qui est de 997. Trois raisons peuvent l’expliquer : le caractère aléatoire du processus d’amplification, l’étalonnage entre le gain demandé et la tension d’amplification appliquée dans l’électronique et un biais statistique dû à un nombre insuffisant d’images employées.

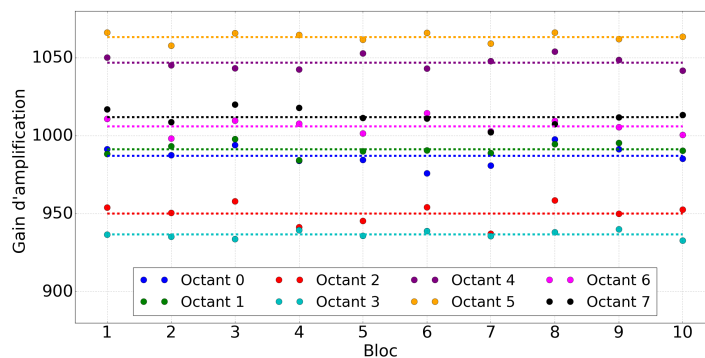


FIGURE 6.3 – Évolution du gain d’amplification de chaque octant pour les différents blocs (points) et gain d’amplification moyenné sur les images des 10 blocs (pointillé) pour chaque octant. Conditions d’acquisition : $DIT = 20$ ms, $G = 997$ et refroidissement à -45°C .

J’ai donc calculé le gain moyenné sur les octants pour différents nombres de blocs utilisés (Fig. 6.4) et il apparaît que le biais est minimal à partir de 7 blocs. Le biais est donc expliqué par les deux premières raisons sur lesquelles on ne peut pas agir. Si on utilise 10 blocs, l’incertitude sur l’estimation du gain, obtenue à partir de la matrice de covariance de l’ajustement, est réduite de 17% (Tab. 6.1, à droite). De plus, la dispersion des mesures de gain est diminuée d’environ un facteur $\sqrt{10}$. Ces nouvelles précisions sur l’ajustement et la dispersion des mesures de gain permettent d’effacer la structure en octant lors du prétraitement (Fig. 3.5, à droite).

Par conséquent, la détermination du *master gain* est plus précise et plus exacte en utilisant 10 blocs de dark au lieu d’un seul. Il s’ensuit que le *master dark* doit aussi être déterminé à partir des mêmes images utilisées pour le calcul du gain.

Tableau 6.1 – Gain d'amplification effectif des octants pour un gain demandé de 997 et écart-type issu de l'ajustement. A gauche : résultats pour un bloc d'images de dark acquis le 23/09/2016. A droite : résultats pour les 10 blocs utilisés. $DIT = 20$ ms, $G = 997$ et refroidissement à -45°C .

Octant	Gain d'amplification	Ecart-type ($\times 10^{-7}$)	Octant	Gain d'amplification	Ecart-type ($\times 10^{-7}$)
0	996	2.7	0	985	1.8
1	993	2.2	1	989	2.2
2	957	3	2	948	2.4
3	936	4.7	3	934	4.3
4	1005	2.3	4	1010	1.9
5	1008	2.2	5	1004	2.2
6	1064	2.7	6	1061	2.6
7	1052	2.2	7	1045	1.4
Moyenne	1001	2.8	Moyenne	997	2.3

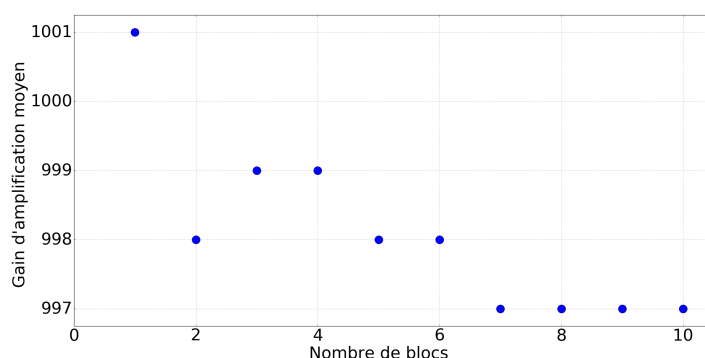


FIGURE 6.4 – Évolution du gain d'amplification moyen sur tous les octants en fonction du nombre de blocs d'images utilisés. $DIT = 20$ ms, $G = 997$ et refroidissement à -45°C .

À présent que nous connaissons la quantité de données de *Dark* à acquérir, il faut étudier leur stabilité à long terme. Cela permet d'établir la période d'acquisition des données de *Dark*. Pour cela, j'ai analysé les évolutions du dark moyen et du gain sur plusieurs mois.

La Figure 6.5 présente l'évolution temporelle sur plusieurs mois du courant d'obscurité pour chaque octant. Les mesures faites sur plusieurs jours consécutifs sont espacées de 24h environ, puisqu'elles ont été réalisées à chaque début de nuit d'observation. Ces données ont été prises dans les mêmes conditions : refroidissement à -45°C , temps d'intégration de 20 ms et gain d'amplification de 997.

Au cours de la thèse, il y a eu un changement du biais du détecteur entre octobre 2016 et mars 2017. Nous suspectons une évolution du mode de fonctionnement de la caméra sans que nous ayons pu maîtriser le comportement de son code embarqué. La dispersion relative du courant d'obscurité du 23/09/2016 au 10/03/2017 est de 0.28% pour un octant donné et de 0.2% du 10/03/2017 au 16/10/2017.

La Figure 6.6 présente l'évolution temporelle du gain d'amplification sur la même période dans les mêmes conditions que pour la Figure 6.5. La dispersion relative du gain d'amplification du 23/09/2016 au 10/03/2017 est de 0.29% pour un octant donné. On a bien gagné environ un facteur $\sqrt{10}$ sur la dispersion du gain d'amplification par rapport à l'utilisation d'un seul bloc. A partir du 11/03/2017, les gains dérivent de 0.7% toutes les 24 heures en moyenne. Cette augmentation globale sur les huit octants à partir du 11 mars 2017 est probablement due à une modification de l'étalonnage entre le gain demandé et les tensions appliquées. Les observations avec FRIEND n'ont pas duré plus d'une demi-nuit (environ 5 heures), ce qui correspond à une dérive du gain de 0.15% qui est inférieure à la dispersion relative.

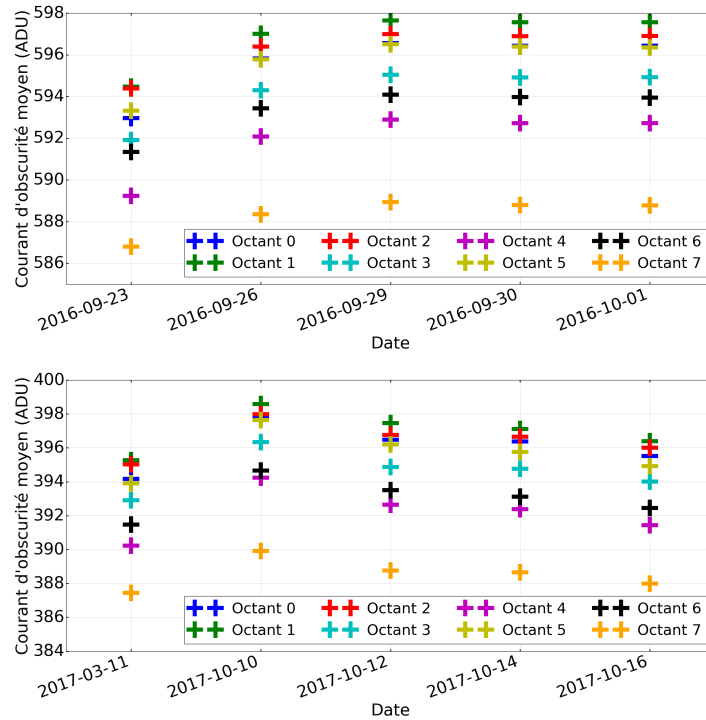


FIGURE 6.5 – Évolution du courant d’obscurité (en ADU) au cours du temps pour chaque octant. En haut : période Septembre-octobre 2016. En bas : période mars-octobre 2017. $DIT = 20$ ms, $G = 997$ et refroidissement à -45°C .

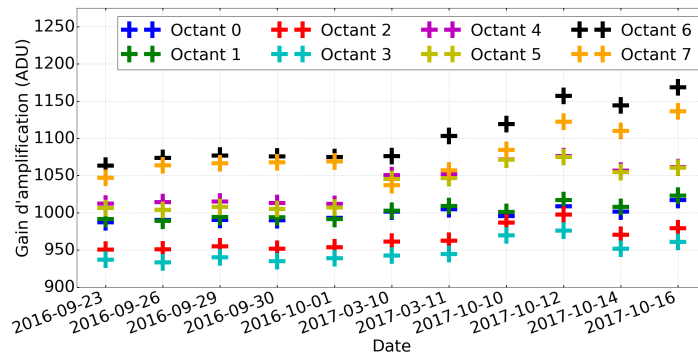


FIGURE 6.6 – Évolution du gain d’amplification de chaque octant au cours du temps. $DIT = 20$ ms, $G = 997$ et refroidissement à -45°C .

A partir de ces constats sur le courant d’obscurité et le gain d’amplification, j’en déduis que le détecteur est suffisamment stable pour ne faire qu’un seul *master dark* et un seul *master gain* par nuit d’observation. La méthode de caractérisation du gain a fait l’objet d’une publication dans SPIE : [Martinod et al. \(2016\)](#).

6.2 Étude du temps d’intégration optimal

En première approximation, le RSB de la visibilité au carré évolue en $N_{\text{ph}}V^2$ dont les facteurs sont respectivement le nombre de photons et le module au carré de la visibilité. Il s’agit de maximiser cette relation en sachant que N_{ph} est proportionnel au temps d’intégration et que la durée pendant laquelle les interférences sont stables dépend de la cohérence temporelle de l’atmosphère. Du fait de la turbulence atmosphérique, τ_0 est très court dans le visible (typiquement 10 ms à CHARA²). Des temps d’inté-

gration inférieurs à τ_0 permettent de figer l'atmosphère pendant l'acquisition d'une image. Il est alors possible d'acquérir des interférences dont la phase est constante mais elles seront mal échantillonnées à cause du nombre de photons limité durant de tels temps d'intégration. Par exemple, FRIEND ne reçoit d'un objet de magnitude 4 que 13 photons par canal spectral dans la voie interférométrique sur une image de 20 ms. En effet, la largeur d'un canal spectral est $\lambda_0/\mathcal{R} = 690/207 \simeq 3$ nm, la largeur spectrale d'un pixel est de $120/240 = 0.5$ nm (rapport de la bande spectrale à basse résolution sur le nombre de pixels du détecteur le long de l'axe spectral) et la largeur spatiale de la voie interférométrique est de 147 pixels. Cela représente 0.015 photon/pixel dans un canal spectral, ce qui est donc insuffisant pour échantillonner les franges sur une image. Des temps d'intégration plus longs augmentent le nombre de photons reçus mais l'atmosphère n'est plus figée. Alors, les franges se brouillent sur une image à cause des variations de la phase pendant le temps d'intégration, et la visibilité diminue. Buscher (1988) a montré, de façon théorique, que le temps d'intégration respectant le compromis entre maximisation du nombre de photons et minimisation du brouillage des franges :

$$\text{DIT} = 2\tau_0. \quad (6.6)$$

Nous avons cherché expérimentalement le temps d'intégration optimal et nous l'avons confronté à ce résultat théorique. Pour cela, j'ai observé γ Cas ($mag_R = 2.32$), avec des temps d'intégration respectivement de 5, 10, 20, 40 et 100 ms, le 27 septembre 2015. Les télescopes utilisés sont E1, E2 et W2. CLIMB est utilisé pour stabiliser les franges. Le r_0 moyen est d'environ 14 cm à 690 nm. La valeur moyenne, sur la nuit, de la vitesse du vent mesurée à la surface de la Terre est $v = 3.9$ m/s.

Le temps de cohérence est donné en fonction de la vitesse du vent et du r_0 (Kellerer & Tokovinin 2007) par :

$$\tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{v}. \quad (6.7)$$

Le temps de cohérence moyen lors de cette nuit est alors $\tau_0 = 11$ ms à 690 nm.

Pour chaque temps d'intégration, nous avons mesuré la visibilité non calibrée de l'étoile ainsi que le rapport de l'énergie du pic-frange sur le bruit de fond de la DSP :

$$\text{RSB} = \frac{E_{ij}}{\sigma_{\text{bg}}}. \quad (6.8)$$

Le graphique Figure 6.7, à gauche, montre un optimum du RSB sur toutes les bases à 20 ms. L'Équation (6.6) est donc vérifiée dans ces conditions d'observation. Le graphique à droite de cette figure montre l'évolution du V^2 en fonction du temps d'intégration. Il décroît du fait du brouillage qui dégrade la visibilité instrumentale. Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans SPIE : (Martinod et al. 2016).

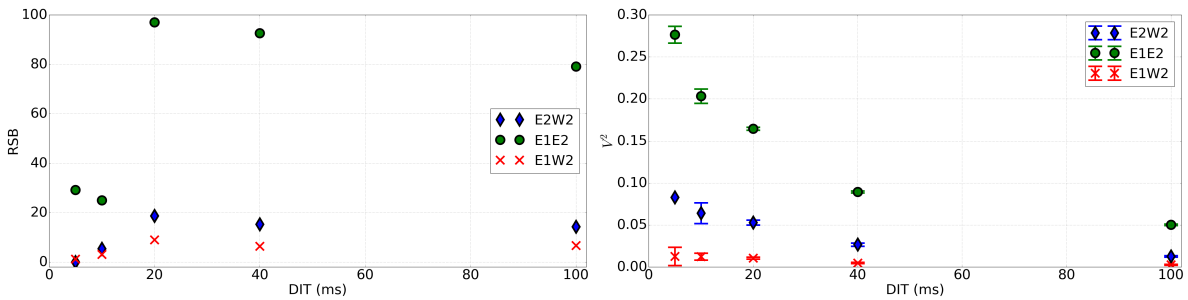


FIGURE 6.7 – A gauche : RSB du V^2 sur γ Cas en fonction du temps d'intégration (DIT), on constate un maximum à 20 ms. A droite : V^2 non calibrées sur γ Cas en fonction du temps d'intégration. Ces mesures ont été acquises la nuit du 29/09/2015.

6.3 Validation d'un nouveau modèle de RSB du V^2

Le modèle de RSB utilisé pour trouver le temps d'intégration optimal est trop simpliste pour évaluer les performances de FRIEND en fonction de la magnitude ou de la visibilité. En effet, il ne considère pas en particulier les caractéristiques de bruit de l'EMCCD. J'ai alors développé un modèle plus réaliste pour le calcul du RSB de l'énergie cohérente. Sa détermination part de la définition du RSB :

$$\text{RSB}_{E_{\text{HF}},\text{FRIEND}} = \frac{E_{\text{HF}}}{\sigma_{E_{\text{HF}}}}, \quad (6.9)$$

avec E_{HF} l'énergie du pic-frange définie par :

$$E_{\text{HF}} = \left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{intr}} V_{\text{obj}}}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \widetilde{\text{G}}_{\text{abij}}, \quad (6.10)$$

où :

- N_{ph} est le nombre de photons dans la voie interférométrique ;
- $N_{\text{tel}} = 3$ est le nombre de télescopes ;
- V_{intr} est le module de la visibilité instrumentale ;
- V_{obj} est le module de la visibilité de l'objet ;
- $\widetilde{\text{G}}_{\text{abij}}$ est le facteur de forme du pic-frange (Sec. 3.1.2.1).

$\sigma_{E_{\text{HF}}}$ est l'erreur de l'énergie cohérente définie Sec. 3.1.2 par :

$$\sigma_{E_{\text{HF}}} = \sqrt{\text{PhotonNoise} + \text{ReadNoise} + \text{CoupledTerms}} \times \sqrt{\frac{N_{\text{pic-frange}}}{N_f}}, \quad (6.11)$$

avec N_f le nombre d'images et $N_{\text{pic-frange}}$ le nombre de pixels du support du pic-frange.

Les expressions de *PhotonNoise*, *ReadNoise* et *CoupledTerms* sont données Éq. (3.47), (3.44) et (3.48), respectivement. Je rappelle que nous avons défini une variance modifiée : Le nombre d'électrons des courants d'obscurité et de l'injection de charge, utilisé dans l'Équation (3.39), est défini par :

$$N_{\text{d+c}} = N_{\text{pix}}(N_c + N_d \times \text{DIT}). \quad (6.12)$$

où N_c et N_d sont le nombre d'électrons du courant d'injection de charge et de courant d'obscurité, respectivement en e^-/pixel et en $e^-/\text{pixel}/\text{seconde}$.

Le nombre de photons a pour expression :

$$N_{\text{ph}} = t_{\text{CHARA}} t_{\text{FRIEND}} S_{\text{tel}} N_{\text{tel}} \Delta\lambda \text{QE DIT } \rho \phi_0 10^{-0.4 \text{ mag}}. \quad (6.13)$$

La signification et les valeurs de tous les paramètres sont données dans le Tableau 6.2.

J'ai testé expérimentalement l'Équation (6.14) avec l'utilisation du facteur d'excès de bruit. La nuit du 30 septembre 2016 (Annexe B), j'ai observé HD3360 (Tab. 6.3) avec les télescopes E1, W2 et W1 associés respectivement aux voies 1, 2 et 3 de FRIEND, en mode basse résolution. Le temps d'intégration était de 20 ms.

Finalement, l'expression du modèle de RSB du V^2 est :

$$\text{RSB}_{E_{\text{HF}},\text{FRIEND}} = \frac{\left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{instr}} V_{\text{obj}}}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \widetilde{\text{G}}_{\text{abij}} \sqrt{N_f}}{\sqrt{\text{PhotonNoise} + \text{ReadNoise} + \text{CoupledTerms}} \sqrt{N_{\text{pic-frange}}}}. \quad (6.14)$$

Tableau 6.2 – Paramètres utiles au calcul du RSB du module au carré de la visibilité mesurée par FRIEND et répertoriés selon l'objet qu'ils décrivent. Le symbole † indique les valeurs qui sont fixes pour tous les futurs calculs dans le chapitre.

	Paramètre	Valeur	Définition
Paramètres de l'étoile	mag	3.74	Magnitude de l'étoile dans la bande R
Paramètres optiques de CHARA et atmosphériques	N_{tel}	3	Nombre de télescopes considérés
	S_{tel}	0.74†	Surface du miroir primaire d'un télescope de 1 mètre de diamètre (en m ²) avec une obstruction centrale de 0.25 m de diamètre
	t_{CHARA}	0.018†	Facteur de transmission moyen du train optique de CHARA des télescopes jusqu'à FRIEND sans l'OA
	Sr	0.028	Rapport de Strehl
Paramètres optiques de FRIEND	ρ_0	0.69†	Taux de couplage maximal, sans aberration
	ρ	0.014	Taux de couplage $\rho = \rho_0 Sr$
	t_{FRIEND}	0.35†	Facteur de transmission de FRIEND
	$\Delta\lambda$	60	Bande spectrale en mode LR (en nm)
Paramètres du détecteur	QE	0.9†	Efficacité quantique du détecteur
	DIT	0.02	Temps d'intégration d'une image (en seconde)
	N_{pix}	120×147 †	Nombre de pixels échantillonnant l'interférogramme (en pixels)
	F^2	2	Facteur d'excès de bruit

 Tableau 6.3 – Journal d'observation de la nuit du 30 septembre 2016, en basse résolution. L'heure (UT), la cible, les bases projetées et le paramètre de Fried à 0.55 μm sont donnés.

UT (h)	Target	Baseline		r_0 (cm)
		B_p (m)	PA (°)	
8h35	HD3360	222/108/314	-2/36/24	12.3
9h13	HD3360	222/106/312	44/6/32	12.8
11h13	HD3360	217/97/300	70/32/59	14.4
12h33	HD3360	216/89/292	89/54/79	15.4
13h04	HD3360	216/86/291	-83/63/87	15.8

Cette observation s'est étalée sur 4h30 et les points n'ont pas été calibrés. Par conséquent, j'ai une mesure directe du produit $(V_{instr} V_{obj})^2$ que j'utilise dans l'Équation (6.14). Grâce à la variation d'élévation de l'étoile dans le ciel et les changements des conditions atmosphériques sur plusieurs heures, j'ai pu mesurer des visibilité allant de 0 à 1. J'ai également supposé, dans un premier temps, que le r_0 est resté constant sur toute la période d'observation.

J'ai calculé le RSB de l'énergie des pic-franges et je l'ai confronté à l'Équation (6.14). A cause du tri photométrique, le nombre d'images conservé varie d'un bloc à l'autre. J'ai donc normalisé le RSB calculé et le modèle par la racine carrée du nombre d'images.

La comparaison des mesures de RSB normalisées avec le modèle est présentée Figure 6.8. Les points bleus représentent les mesures et la courbe rouge est le modèle. On constate que celui-ci reproduit la tendance suivie par les mesures. La dispersion de ces dernières s'expliquent par les variations d'injection comme le montrent les courbes noires qui encadrent les mesures. En effet, elles décrivent le modèle avec le meilleur et le pire taux de couplage (compte tenu des variations de r_0 pendant la nuit). J'ai également comparé les mesures de RSB avec le modèle sans prendre en compte le facteur d'excès de bruit ($F^2 = 1$) dans les Équations (3.47) et (3.48). J'obtiens les pointillés verts qui surestiment largement le RSB par rapport aux mesures. Ces résultats valident le modèle et confirment l'importance

du facteur d'excès de bruit dans le modèle de rapport signal-à-bruit.

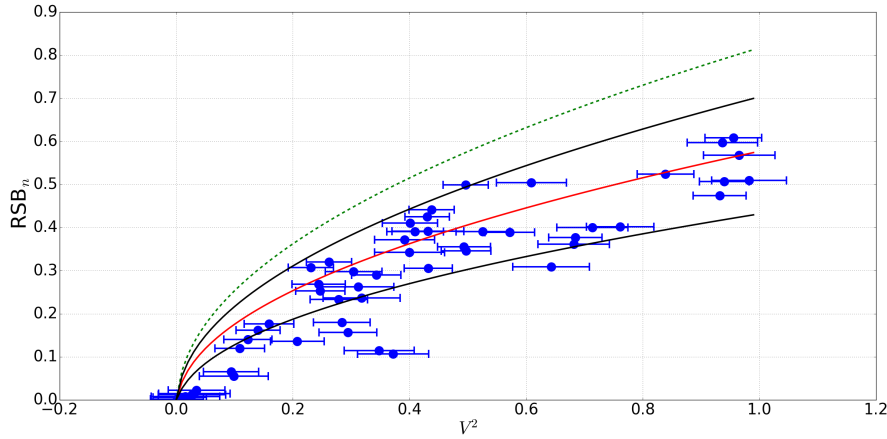


FIGURE 6.8 – RSB normalisé par la racine carrée du nombre d'images de l'énergie du pic-frange en fonction du module au carré de la visibilité non calibrée. Les mesures (cercles bleus, 2 min d'acquisition chacune), réalisées sur HD3360 la nuit du 30 septembre 2016, sont confrontées au modèle avec le facteur d'excès de bruit ($F^2 = 2$, courbe rouge) ou sans ($F^2 = 1$, pointillés verts), calculé avec le taux de couplage moyen. Le modèle avec bruit d'amplification dans les cas du meilleur et du pire couplage (courbes noires respectivement du haut et du bas) encadrent les points de mesure.

Finalement, je dispose d'un modèle de RSB qui me permet d'estimer les performances de FRIEND en fonction de la visibilité, de la magnitude et de la turbulence. Ce modèle permettra de définir les performances et la magnitude limite d'un futur interféromètre fibré visible.

Cette étude est publiée dans [Martinod et al. \(accepted 2018\)](#).

6.4 Accès aux basses visibilités et à la clôture de phase grâce aux EMCCD

La mesure des basses visibilités représente un défi. En effet, le RSB décroît avec la valeur de la visibilité. Il faut alors compenser cette diminution par un accroissement du nombre de photons mais alors survient le problème de la saturation. [Mourard et al. \(2012\)](#) fait état de l'incapacité de VEGA à mesurer des faibles visibilités et des clôtures de phase à cause d'un RSB insuffisant. Les causes sont la saturation du détecteur et le régime de fonctionnement multimode de l'instrument. Celui-ci disperse le flux dans plusieurs tavelures, d'où une dégradation du RSB des interférences.

L'estimateur du module au carré de la visibilité utilisé sur VEGA est l'estimateur C_1 développé par [Rodier & Lena \(1984\)](#) :

$$C_1 = \frac{V^2 \sigma_c}{4s} \frac{\iint T_0(f + f_0) + T_0(f - f_0) d^2 f}{\iint B^2(f) d^2 f + \frac{\sigma_c}{2s}}, \quad (6.15)$$

où σ_c est la surface d'une cellule de cohérence ($\propto r_0^2$), s est la surface d'un télescope. $T_0(f)$ est la fonction de transfert optique de ce dernier et $B(f)$ est la fonction de transfert optique de l'atmosphère pour des images longues poses ($\text{DIT} \gg \tau_0$).

L'équation du RSB du module au carré de la visibilité a été déterminée par [Berio et al. \(2001\)](#) en ne considérant que le bruit de photons (ce qui est justifié par le bas niveau de bruit des Algols vu dans la Section 2.4) :

$$\text{RSB}_{V^2, \text{VEGA}} = \frac{\left(\frac{N_{\text{ph}}}{N_{\text{tel}}}\right)^2 \frac{V_{\text{instr}}^2 V_{\text{obj}}^2}{n_{\text{tavelures}}}}{\sqrt{2 \left(\frac{N_{\text{ph}}}{N_{\text{tel}}}\right)^3 \frac{V_{\text{instr}}^2 V_{\text{obj}}^2}{n_{\text{tavelures}}} + N_{\text{ph}}^2}}, \quad (6.16)$$

avec $n_{\text{tavelures}}$ le nombre de tavelures dans un télescope et N_{ph} le nombre de photons dans l'interférogramme de la part de tous les télescopes (Éq. (6.13) dans laquelle le facteur $t_{\text{FRIEND}} \times \rho$ est remplacé par la transmission de VEGA t_{VEGA}).

J'ai comparé les RSB de FRIEND (Éq. (6.14)) et de VEGA afin de vérifier si le prototype est capable de mesurer les visibilitées inaccessibles pour VEGA. Pour cela, j'ai regardé l'évolution des RSB en fonction de la magnitude (qui s'étend de 0 à 5), pour les deux instruments, en considérant les trois conditions atmosphériques typiques du ciel de CHARA (Tab. 6.4)

Le nombre de tavelures est donné par $n_{\text{tavelures}} = \left(\frac{D}{r_0}\right)^2$ et le rapport de Strehl est obtenu par $\text{Sr} = \frac{1}{n_{\text{tavelures}}}$ avec la valeur de D donnée Tableau 6.5.

Tableau 6.4 – Conditions atmosphériques types avec le nombre de tavelures et le rapport de Strehl donnés à 700 nm.

Condition atmosphérique	r_0 à 550 nm (cm)	r_0 à 700 nm (cm)	$n_{\text{tavelures}}$	Sr (%)
Bonne	12	16	39	2.6
Médiane	10	13	59	1.7
Mauvaise	6	8	156	0.6

La caractéristique monomodale de FRIEND apparaît dans l'équation de son RSB à travers le taux de couplage ρ dans l'expression du nombre de photons (Éq. (6.13)). Le fait que cet instrument utilise une EMCCD est montré à travers la valeur du rendement quantique et le modèle de bruit dans lequel intervient le facteur d'excès de bruit. La caractéristique multimodale de VEGA apparaît dans l'équation de son RSB à travers le facteur du nombre de tavelures $n_{\text{tavelures}}$. Le fait qu'il utilise une ICCD transparaît dans la valeur du rendement quantique et dans le modèle de bruit utilisé dans son équation de RSB. Le rendement intervient dans le calcul du nombre de photons et le bruit pris en compte est le bruit de photons que l'on considère comme étant le bruit dominant. En effet, le bruit de la photocathode est négligeable devant le bruit de photons jusqu'à la magnitude 5.

Tableau 6.5 – Applications numériques des paramètres utilisés pour comparer les performances de VEGA et FRIEND, et extrapoler les performances du futur instrument 6T SPICA.

	Paramètre	VEGA	FRIEND	SPICA	
Paramètres optiques et interférométriques	ρ_0	-	0.69	-	
	ρ	-	$\rho_0 \text{ Sr}$	0.17	
	Transmission	0.52	0.35	0.35	
	Bande spectrale	15	15	15	nm
	λ_0	700	700	700	nm
	V_{instr}	0.73	0.8	0.8	
	V_{obj}	0.1	0.1	0.1	
Paramètres des détecteurs	QE	0.4	0.9	0.9	
	DIT	10	10	10	ms
	RON	-	0.14	0.13	e ⁻ /pixel/image
	$N_{\text{d+c}}$	-	4.4	0.002	e ⁻ /pixel/seconde
	Nombre d'images	60000	60000	60000	

J'ai simulé les courbes de la Figure 6.9 en utilisant les détecteurs dans les mêmes conditions de temps d'intégration, nombre d'images, longueur d'onde et bande spectrale. Les applications numériques des paramètres intervenant dans les Équations (6.14) et (6.16) sont exposées dans les Tableaux 6.2 et 6.5. La visibilité instrumentale de VEGA provient de Mourard et al. (2009) et celle de FRIEND sera justifiée dans la Section 7.2.2. Je me suis également placé dans un régime de basse vi-

sibilité avec $V^2 = 0.01$ afin de comparer les résultats avec l'analyse menée par [Mourard et al. \(2012\)](#). Je considère que cette quantité est mesurable si son RSB est supérieur à 3. Le nombre d'images est de 60000, ce qui correspond à 10 blocs d'acquisition soit 10 min d'acquisition pour un temps d'intégration de 10 ms. Ces valeurs ainsi que celles de la longueur d'onde et de la bande spectrale sont des paramètres couramment utilisés sur VEGA et sont appliquées à FRIEND dans le cas de cette étude.

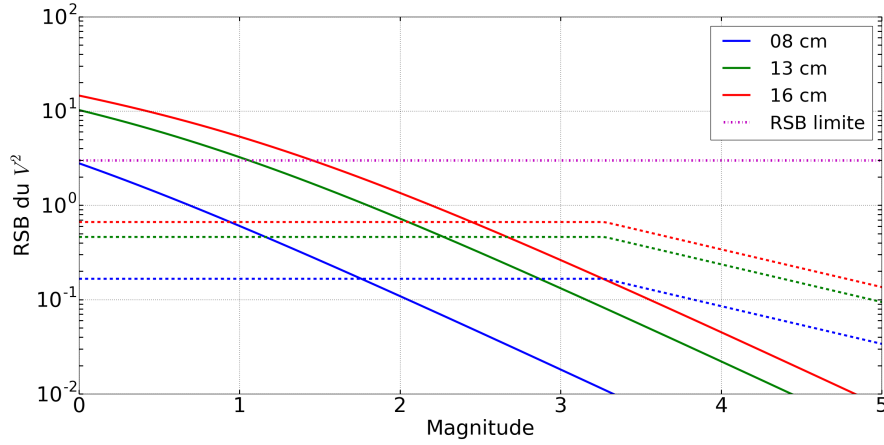


FIGURE 6.9 – Évolution des RSB de VEGA (pointillés) et FRIEND (traits) en fonction de la magnitude pour les trois conditions atmosphériques types, avec indication du RSB limite (ligne violette en tirets et en points).

La Figure 6.9 montre l'incapacité de VEGA à mesurer une visibilité au carré de 0.01, et de fait inférieure, quelles que soient les conditions atmosphériques. Le RSB maximal atteignable par VEGA est 0.67 dans les conditions de simulation. On voit l'effet de la saturation du détecteur ([Mourard et al. 2012](#)) sur le RSB jusqu'à la magnitude 3.3. Expérimentalement, la visibilité la plus basse atteinte par VEGA avec un RSB supérieur à 3 est $V = 0.02 \pm 0.008$ ([Ligi et al. 2012](#)). Aucune visibilité au carré en-dessous de 0.01 n'a jamais été mesurée.

Contrairement à VEGA, on voit sur cette figure que FRIEND est théoriquement capable de mesurer une visibilité au carré de 0.01 si les conditions atmosphériques sont bonnes ou médianes, tant que la magnitude est respectivement inférieure à 1.5 ou 1.

J'ai mené une étude similaire sur leur capacité à mesurer une clôture de phase en estimant l'erreur attendue sur les mesures en fonction de la magnitude. Dans le cas de l'interférométrie multimode, en ne considérant que le bruit de photons, l'erreur sur la clôture de phase est donnée par [Mourard et al. \(2012\)](#) :

$$\Delta\phi_{\text{VEGA}} \simeq \frac{1}{\text{RSB}_{\text{BS}}}, \quad (6.17)$$

où RSB_{BS} est le rapport signal-à-bruit du bispectre donné par l'équation A.13 dans l'article [Wirmitzer \(1985\)](#) :

$$\text{RSB}_{\text{BS}} = \left(\frac{N_{\text{ph}}}{n_{\text{tavelures}}} \right)^2 b_{\text{instr}}^{(3)} V^{(3)} \sqrt{N_f}, \quad (6.18)$$

avec $b_{\text{instr}}^{(3)}$ la fonction de transfert du bispectre normalisée en flux et $V^{(3)}$ le produit des visibilités des trois bases. Je pose $b_{\text{instr}}^{(3)} = 1.25 \times 10^{-4}$ qui est la valeur que j'ai déduite du graphique dans la figure 4, à droite, de [Mourard et al. \(2012\)](#) pour le seeing de 0.8'' (à 700 nm) que je reprends Figure 6.10.

L'équation de l'erreur sur la clôture de phase est déjà donnée Sec. 3.1.4 :

$$\sigma_{\Delta\phi}^2 = \frac{\sigma_{\text{phot},2}^2 + \sigma_{\text{det}}^2}{N_f N_\lambda} \times N_{\text{pic}}, \quad (6.19)$$

avec σ_{phot}^2 la contribution du bruit de photons dans le bispectre, σ_{det}^2 la contribution du bruit de détecteur et N_{pic} le nombre de pixels du support d'intégration du pic du bispectre, N_f et N_λ sont respectivement le nombre d'images et de canaux spectraux. Le calcul de N_{ph} qui intervient dans celui de $\sigma_{phot,2}^2$ n'utilise plus la bande spectrale comme indiqué Éq. (6.13) mais la largeur spectrale d'un pixel :

$$\Delta\lambda = \frac{15}{120} = 0.125 \text{ nm.} \quad (6.20)$$

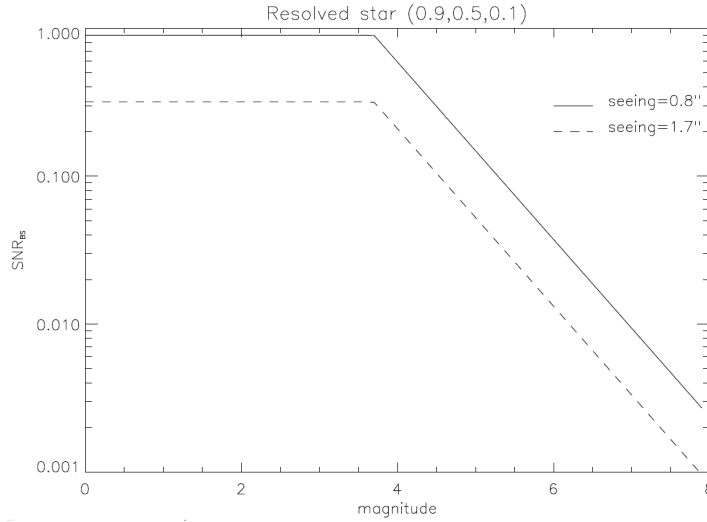


FIGURE 6.10 – Évolution du RSB du bispectre (SNR_{BS}) de VEGA (Mourard et al. 2012)

J'ai simulé une clôture de phase en reprenant les visibilitées utilisées dans Mourard et al. (2012) : 0.9, 0.5 et 0.1. La Figure 6.11 montre que VEGA ne peut pas mesurer de clôture avec une erreur inférieure à 26°. On voit également l'effet de la saturation qui limite l'erreur minimale jusqu'à la magnitude 3.3.

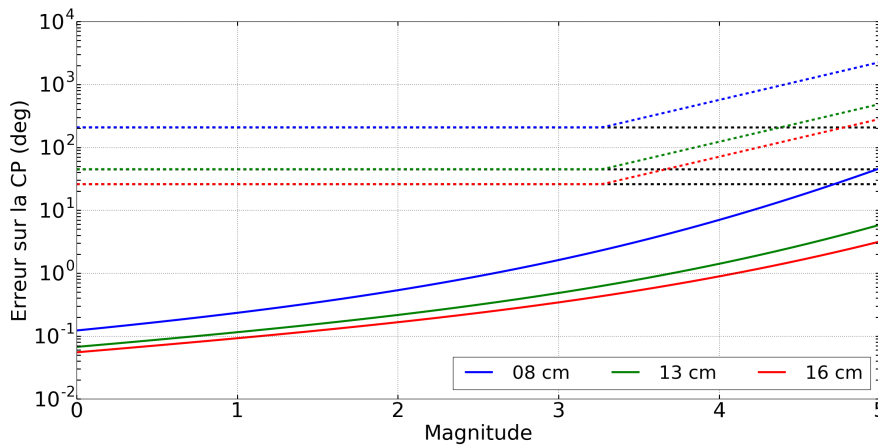


FIGURE 6.11 – Evolution de l'erreur sur la clôture de phase en degré pour VEGA (pointillés) et FRIEND (traits) en fonction de la magnitude pour les trois conditions atmosphériques types, avec prolongation des valeurs minimales des erreurs sur la clôture de VEGA pour les trois conditions atmosphériques (pointillés noirs).

Cette Figure montre également l'erreur théorique sur la clôture estimée avec FRIEND. L'erreur obtenue est systématiquement inférieure à 1° jusqu'aux magnitudes 2.7, 3.7 et 4.1 pour, respectivement, la mauvaise, médiane et bonne condition atmosphérique. FRIEND devient aussi imprécis (en cas de mauvaise condition atmosphérique) que VEGA (en cas de bonne condition atmosphérique) à partir de la magnitude 4.7. Ce prototype est ainsi capable de mesurer des clôtures contrairement à VEGA qui

ne peut avoir une précision inférieure à 26° dans le meilleur des cas.

Par ailleurs, les estimations pour FRIEND ont l'air d'être optimistes avec des erreurs descendant jusqu'au centième de degrés. Il faut garder à l'esprit que les simulations (pour les deux instruments) ne prennent pas en compte des effets de phase biaisant la clôture de phase comme la dispersion différentielle de l'atmosphère (Sec. 7.3.3). On verra dans la Section 7.3.3 que l'erreur est de l'ordre du degré pour des magnitudes inférieures à 2.

On peut extrapoler ces résultats sur la magnitude limite de l'instrument SPICA (Mourard et al. 2017) qui est un spectro-interféromètre fibré visible à 6 télescopes. On considère qu'il est équipé de l'EMCCD Andor iXon 897 Ultra, qu'il utilise l'OA pleinement opérationnelle de CHARA qui offre un rapport de Strehl de 25% à 700 nm et qu'il utilise la même largeur spectrale, la même longueur d'onde et le même temps d'intégration que VEGA. Par conséquent, sa magnitude limite pour mesurer une visibilité au carré de 0.01 est de 4.1 (Fig. 6.12), soit 2.6 magnitudes de plus que FRIEND sans OA.

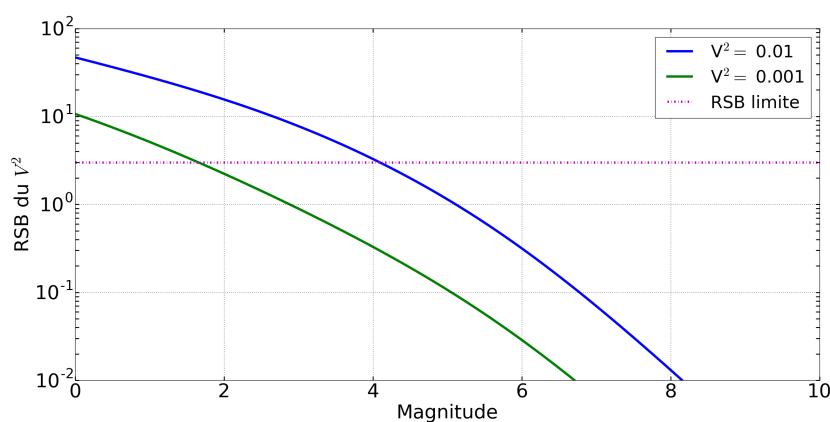


FIGURE 6.12 – Évolution du RSB d'un interféromètre fibré à 6 télescopes avec OA en fonction de la magnitude pour des visibilités au carré de 0.01 et 0.001

L'analyse du RSB a été faite pour $V^2 = 0.01$ qui est une valeur typique du premier lobe après le lobe central dans le plan (u,v) d'un objet centro-symétrique. Un des enjeux de l'interférométrie est d'exploiter les lobes autour du lobe central, où les visibilités sont basses ($V^2 \leq 0.01$), afin de pouvoir étudier d'autres phénomènes physiques tels que l'assombrissement centre-bord, la granulation, le vent stellaire, etc. Cette performance n'a été réalisée que sur des étoiles très brillantes et avec un grand diamètre angulaire, comme Bételgeuse (Montargès et al. 2016) ou ζ And (Roettenbacher et al. 2016). Ce régime est aussi intéressant pour la reconstruction d'images et la détection des exoplanètes en transit devant leur étoile ou la détection des tâches stellaires (Ligi et al. 2015). En effet, Ligi et al. (2015) montre qu'il faut une erreur maximale de 0.5% sur la mesure du module au carré de la visibilité et de 1° sur celle de la clôture de phase pour faire ces détections. Cela revient à vouloir mesurer une visibilité au carré inférieure à 0.005. Cet article fait état de la précision des instruments actuels (que je reprends Tableau 6.6) et aucun d'entre eux semble être capable d'avoir une telle précision sur le module au carré de la visibilité. JouFLU semble être un bon candidat avec sa précision de 0.2% mais l'article indique que cette précision n'est pas suffisante pour la bande K. Toutefois, plusieurs instruments ont la précision requise sur la clôture de phase.

J'ai alors voulu savoir si un instrument comme SPICA (avec les mêmes hypothèses que l'analyse de la magnitude limite) était théoriquement capable d'atteindre une telle précision. Cela revient à vérifier si un tel instrument peut mesurer une visibilité au carré très basse, fixée à 0.001. Il apparaît que c'est possible jusqu'à la magnitude 1.7 (Fig. 6.12).

Pour conclure, ces analyses de RSB et d'erreur montrent que FRIEND dépasse les limitations de VEGA : il peut mesurer des basses visibilités et des clôtures de phase. FRIEND doit cette possibilité à son détecteur qui ne sature pas et à son fonctionnement monomode. L'extrapolation à un futur instru-

ment fibré montre que celui-ci serait probablement capable de faire de la reconstruction d'images avec de la dynamique et de détecter des exoplanètes ou des tâches stellaires.

Tableau 6.6 – Précision de mesures sur le V^2 et la clôture de phase de différents instruments. Source : [Ligi et al. \(2015\)](#). Les valeurs de VISION, AMBER, GRAVITY et MATISSE proviennent de sources plus récentes que celles citées dans [Ligi et al. \(2015\)](#).

Instrument	Précision sur V^2	Précision sur la CP	Référence
VEGA/CHARA	1-2%	-	Mourard et al. (2009)
PAVO/CHARA	5%	5°	Maestro et al. (2012)
CLASSIC/CHARA	5%	-	McAlister et al. (2012)
CLIMB/CHARA	5%	0.1°	ten Brummelaar et al. (2012)
MIRC/CHARA	2%	< 1°	Che et al. (2012)
FLUOR/CHARA	0.3%	-	Coudé du Foresto et al. (2003)
JouFLU/CHARA	0.2%	-	Scott et al. (2013)
VISION/NPOI	4.5%	1.9°	Garcia et al. (2016)
AMBER/VLTI	10%	5°	Caratti o Garatti et al. (2016)
PIONIER/VLTI	3-15%	0.5°	Le Bouquin et al. (2011)
GRAVITY/VLTI	≤ 0.5%	0.5°	Gravity Collaboration et al. (2017)
MATISSE/VLTI	2.5%	0.8°	Petrov et al. (2018b)

6.5 Conclusion

Dorénavant, nous savons comment utiliser l'OCAM² pour les expériences présentées dans le chapitre suivant. Grâce à ses caractéristiques, la comparaison du modèle de RSB d'un instrument fibré avec une EMCCD et par rapport à celui instrument multimode avec une ICCD a d'ailleurs confirmé de façon numérique l'avantage du premier instrument.

Qualifications sur le ciel

Sommaire

7.1	Transmission et taux de couplage	121
7.2	Étude de la fonction de transfert	123
7.2.1	Obtention de la fonction de transfert	124
7.2.2	Caractérisation de la fonction de transfert	125
7.3	Observation de ζ Ori A	129
7.3.1	Présentation et modèle de l'objet	129
7.3.2	Conditions et journal d'observation	131
7.3.3	Calibration du V^2 et de la clôture de phase	131
7.3.4	Résultats	134
7.4	Conclusion	136

Les deux éléments principaux de FRIEND, les fibres optiques et l'EMCCD, ont été présentés et caractérisés dans les chapitres précédents. J'ai étudié leurs défauts (biréfringence, bruits du détecteur), évalué leurs performances (gain sur la visibilité, analyse de RSB) et défini leur mise en opération. A présent, je détermine les propriétés de l'instrument en considérant l'ensemble : OA, fibres optiques et EMCCD.

Je commence par présenter l'analyse de la transmission globale des télescopes au détecteur de FRIEND et celle du taux de couplage. Puis j'aborde la caractérisation de la fonction de transfert du module au carré de la visibilité. Enfin je termine par l'observation du système binaire ζ Ori A pour tester l'intégralité de l'instrument avec les OA et avec un cohérenceur.

7.1 Transmission et taux de couplage

Dans la section 5.2, nous avons étudié de manière numérique le couplage dans diverses conditions de correction du front d'onde. Afin de vérifier nos hypothèses numériques sur les taux de transmission des diverses parties (CHARA, FRIEND), je vais calculer le taux de couplage à partir de deux méthodes différentes et indépendantes. La première utilisera les données photométriques de FRIEND et la deuxième le rapport de Strehl.

Dans le cadre de la première méthode, nous avons observé 5 étoiles dont les magnitudes sont comprises entre 2 et 5 (Tab. 7.1). Les observations ont été faites pendant 4h30, durant la nuit du 30/09/2016 (Annexe B). Le r_0 moyen sur cette période est de 14 cm à 550 nm, ce qui donne 18 cm à 690 nm. Les télescopes utilisés sont E1 (voie photométrique 1), W2 (voie 2) et W1 (voie 3), et les OA ne sont pas en fonctionnement.

Nous avons estimé le flux moyen dans les voies photométriques et la voie interférométrique en fonction de la magnitude (Fig. 7.1). Nous avons ajusté le modèle suivant sur les mesures de flux de la voie interférométrique pour obtenir la valeur de γ :

$$F = 10^{-0.4m_R + \gamma}. \quad (7.1)$$

$\gamma = \log(t_{\text{CHARA}} t_{\text{sep}} t_{\text{FRIEND}} \rho \text{QE} S_{\text{tel}} N_{\text{tel}} \delta\lambda \text{DIT} \phi_0)$, où :

- $t_{\text{CHARA}} = 0.018$ est le coefficient de transmission moyen de CHARA des télescopes jusqu'à FRIEND (CHARA, communication privée);
- $t_{\text{sep}} = 0.7$ est le coefficient de réflexion de la séparatrice en direction de la voie interférométrique;
- $t_{\text{FRIEND}} = 0.5$ est le coefficient de transmission du spectrographe de FRIEND;
- ρ est le taux de couplage;
- $\text{QE} = 0.9$ est le rendement quantique;
- $S_{\text{tel}} = 0.74 \text{ m}^2$ est la surface d'un télescope;
- $N_{\text{tel}} = 3$ est le nombre de télescopes;
- $\delta\lambda = 0.06 \mu\text{m}$ est la largeur de la bande spectrale;
- $\text{DIT} = 0.02 \text{ s}$ est le temps d'intégration;
- $\phi_0 = 6.2 \times 10^{10} \text{ photons/m}^2/\mu\text{m}$ est le flux de référence à magnitude nulle.

Nous obtenons $\gamma = 4.37$. Nous en déduisons, à l'aide des valeurs ci-dessus, que le taux de transmission total entre les télescopes et le détecteur est $t_{\text{CHARA}} t_{\text{sep}} t_{\text{FRIEND}} \rho = 0.015\%$. Le taux de couplage qui en découle est de 2.5% pour cette nuit-là. Cette valeur est à comparer avec celle obtenue par la méthode qui suit.

Tableau 7.1 – Magnitude^a (bande R) des étoiles observées pour l'estimation de la magnitude limite.

Étoile	γ Cas	HD11415	HD3360	HD2905	HD3240
Magnitude	2.32	3.4	3.74	4.02	5.1

^a<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

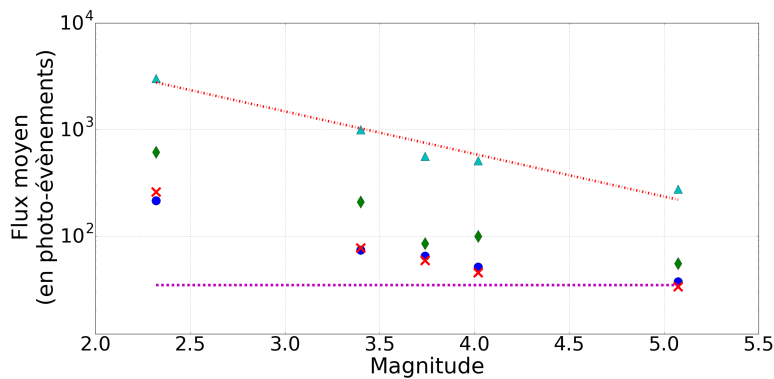


FIGURE 7.1 – Évolution du flux dans la voie interférométrique (triangles) et des flux de E1 (cercles bleus), W2 (diamants verts) et W1 (croix rouges) en fonction de la magnitude. Le niveau de bruit moyen du détecteur dans une voie photométrique est indiqué par des pointillés violets. La relation entre le flux et la magnitude, avec l'ajustement du terme constant dans l'exposant, est visualisée par les pointillés rouges : $F = 10^{-0.4m_R + 4.37}$. Les flux des voies photométriques sont légèrement différents les uns des autres car les coefficients de transmission varient pour chaque faisceau selon la qualité des optiques (en particulier celle du revêtement des miroirs principaux).

Le r_0 étant de 18 cm à 690 nm, on estime le nombre de tavelures à $n_{\text{tavelures}} = \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 = 31$. Le rapport de Strehl est alors de 3.2% . On en déduit donc que le taux de couplage est de 2.2% , pour cette nuit du 30/09/2016. Ce résultat est cohérent avec celui déduit des données de FRIEND qui est de 2.5% .

Toutefois, dans les deux méthodes, je n'ai pas pris en compte les coefficients de transmission propre à chaque faisceau ni leur taux d'injection individuels. En effet, l'objectif est d'avoir un ordre de

grandeur pour valider les hypothèses sur les transmissions et le taux de couplage en comparant celui-ci avec la valeur obtenue via le rapport de Strehl.

Finalement, nos estimations de coefficients de transmission nous permettent bien de retrouver le taux de couplage estimé à partir du rapport de Strehl.

La Figure 7.1 montre que la dernière magnitude pour laquelle le flux dans les trois voies photométriques est supérieure au bruit du détecteur est la magnitude 4 que je pose alors comme étant la magnitude limite mesurée. En effet, à la magnitude 5.1, le flux n'a été mesuré que sur W2 et les deux autres voies sont au niveau du bruit du détecteur. D'ailleurs, le tri photométrique n'a retenu aucune image (Fig. 7.2). Donc l'étoile de magnitude 5.1 est au-delà de la sensibilité de FRIEND.

Cette valeur de 4 justifie la définition de la magnitude limite utilisée dans la Section 5.2.2.6 qui est la magnitude pour laquelle au moins 20% des images d'un bloc sont retenues par le tri photométrique. A cette magnitude, dans ces conditions d'observation, le nombre d'images conservées sur un bloc est d'environ 1200 (Fig. 7.2).

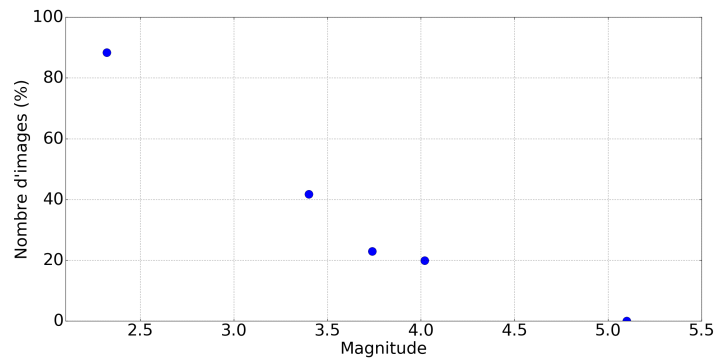


FIGURE 7.2 – Évolution de la proportion d'images d'un bloc retenues par le tri photométrique en fonction de la magnitude. Un bloc contient 6000 images.

Cependant, ce résultat est dépendant des conditions atmosphériques : un meilleur rapport de Strehl donc une meilleure injection augmente cette limite. Donc nous pouvons établir que la magnitude limite est de 4 pour un rapport de Strehl de 3.2%.

L'optique adaptative améliore le rapport de Strehl. Nous avons vu que les LABAO peuvent améliorer l'injection d'un facteur 3 (Sec. 5.2.1.3), ce qui signifie que le rapport de Strehl a été augmenté d'autant. La magnitude limite serait donc de 5.2 dans ces conditions d'observation. On peut aller plus loin avec les TELAO qui devraient permettre d'atteindre un rapport de Strehl de 25% (Che et al. 2013). La magnitude limite serait alors de 6.2 pour ces mêmes conditions d'observation.

Cette magnitude limite est un critère photométrique uniquement. La visibilité de l'objet influence également la sensibilité de l'instrument puisque si elle est trop faible, elle peut ne pas être mesurable. On définit alors la magnitude corrélée pour un recombiner : $m_{\text{corr}} = m - 5 \log(V)$ avec m la magnitude apparente de l'étoile et V sa visibilité. La magnitude corrélée limite définit ainsi la magnitude jusqu'à laquelle une valeur de visibilité est mesurable pour un RSB donné. Les résultats présentés ici ont fait l'objet d'une publication dans A & A : Martinod et al. (accepted 2018).

7.2 Étude de la fonction de transfert

La visibilité instrumentale, ou fonction de transfert, est la visibilité mesurée par l'instrument lorsque la visibilité en entrée de celui-ci vaut 1. Toute mesure du module au carré de la visibilité V_{mes}^2 est liée à la fonction de transfert T^2 et au module au carré de la visibilité de l'objet V_{Sci}^2 qui est la

quantité que l'on souhaite obtenir par la relation :

$$V_{\text{mes}}^2 \left(\frac{B}{\lambda} \right) = T^2 \left(\frac{B}{\lambda} \right) \times V_{\text{Sci}}^2 \left(\frac{B}{\lambda} \right), \quad (7.2)$$

où B est la longueur de la ligne de base entre deux télescopes, λ est la longueur d'onde d'observation.

V_{Sci}^2 contient l'information astrophysique sur la distribution spatiale de brillance de l'objet étudié. La connaissance de la fonction de transfert est indispensable pour déduire cette grandeur à partir de la mesure V_{mes}^2 .

La fonction de transfert, pour une ligne de base donnée, est estimée à partir de l'observation d'un calibrateur. C'est une étoile dont on connaît le diamètre et dont on peut ainsi estimer la valeur de sa visibilité réelle pour chaque base observée. Une observation en interférométrie optique consiste donc à observer successivement un calibrateur (noté *Cal*), pour obtenir la fonction de transfert, et l'étoile de science (noté *Sci*) que l'on cherche à étudier, selon la séquence Cal-Sci-Cal-Sci-Cal-... Cette alternance montre que la fonction de transfert n'est mesurée que lors de l'observation du calibrateur alors qu'il faudrait la connaître lors de l'observation de l'étoile de science. On cherche alors à avoir une fonction de transfert la plus stable et la plus précise possible pour en déduire sa valeur aux instants d'observation de l'étoile de science avec le moins d'erreur possible.

J'explique dans un premier temps comment la fonction de transfert et son erreur sont obtenues avec les données FRIEND. Dans un second temps, je présente sa caractérisation.

7.2.1 Obtention de la fonction de transfert

On déduit la fonction de transfert à partir de l'observation d'un calibrateur que l'on modélise par un disque uniforme. Le module au carré de sa transformée de Fourier donne les valeurs de visibilité attendues V_{th}^2 en fonction de la ligne de base B et de la longueur d'onde λ .

On obtient alors la visibilité instrumentale sur le calibrateur par :

$$T_{\text{cal}}^2 \left(\frac{B}{\lambda} \right) = \frac{V_{\text{mes, cal}}^2 \left(\frac{B}{\lambda} \right)}{V_{\text{th}}^2 \left(\frac{B}{\lambda} \right)}. \quad (7.3)$$

On déduit la fonction de transfert aux instants d'observation de l'étoile de science par l'ajustement (par la méthode des moindres carrés) d'une droite sur les valeurs de T_{cal}^2 , déduites des mesures de deux séries d'observations du calibrateur encadrant une série d'observations de l'étoile de science. On obtient ensuite $V_{\text{Sci}}^2 \left(\frac{B}{\lambda} \right)$ de l'Équation (7.2).

L'erreur quadratique sur T_{cal}^2 est donnée par :

$$\sigma_{T_{\text{cal}}^2}^2 = \sigma_{V_{\text{mes, cal}}^2}^2 \times \left(\frac{1}{V_{\text{th}}^2} \right)^2 + \sigma_{V_{\text{th}}^2}^2 \times \left(\frac{V_{\text{mes, cal}}^2}{V_{\text{th}}^4} \right)^2. \quad (7.4)$$

Le premier terme est l'erreur quadratique statistique $\sigma_{\text{instr, stat}}^2$ et le deuxième est l'erreur quadratique systématique. On comprend alors que l'erreur sur la visibilité théorique joue un rôle dans la précision de la fonction de transfert. Il est donc possible d'améliorer cette précision grâce à une nouvelle (et moindre) erreur sur la visibilité théorique.

L'erreur $\sigma_{V_{\text{mes, cal}}^2}$ sur $V_{\text{mes, cal}}^2 \left(\frac{B}{\lambda} \right)$ correspond à la dispersion des mesures obtenues sur les blocs successifs acquis sur le calibrateur (comme on le verra Fig. 7.3). En effet, l'erreur calculée par le DRS ne considère que les bruits du détecteur mais pas les autres effets instrumentaux comme les variations de piston résiduel ou d'injection. L'erreur sur la visibilité théorique est obtenue par une approche Monte-Carlo à partir de l'erreur sur θ_{UD} . De ce fait, l'incertitude de la fonction de transfert

est constante sur une série continue de blocs.

Je définis cette erreur comme étant la dispersion des résidus de l'ajustement :

$$\sigma(T^2(t)) = \sigma(\{|T^2(t_i) - V_{i,\text{instr}}^2|\}_i), \quad (7.5)$$

avec $T^2(t_i)$ la fonction de transfert issue de l'ajustement et calculée à l'instant d'acquisition du bloc de données i du calibrateur, et $V_{i,\text{instr}}^2$ la visibilité instrumentale déduite de ce bloc (Éq.(7.3)).

On en déduit l'erreur sur la visibilité de l'objet :

$$\sigma(V_{\text{Sci}}^2) = \sqrt{\sigma_{V_{\text{mes, Sci}}^2}^2 \left(\frac{1}{T}\right)^2 + \sigma_{T^2}^2 \left(\frac{V_{\text{mes, Sci}}^2}{T^2}\right)^2}. \quad (7.6)$$

7.2.2 Caractérisation de la fonction de transfert

L'incertitude sur la mesure du module au carré de la visibilité dépend de la fonction de transfert (Éq. (7.6)) : plus cette dernière est élevée, meilleure est la précision. De plus, la fonction de transfert joue dans la détermination du RSB de la visibilité des franges (Éq. (6.14)) donc dans la détermination de la magnitude limite. Nous avons donc intérêt à avoir une fonction de transfert la plus élevée possible. J'ai ainsi déterminé la valeur de la fonction de transfert de FRIEND et son évolution au cours de la nuit.

Pour cela, j'ai observé HD3360 pendant les nuits du 29/09/2016 et du 30/09/2016 (Tab. 7.2 et Annexe B). Sa magnitude (3.74) est proche de la magnitude limite de FRIEND (qui est de 4) et les taux de couplage sont très bas (2.2% la nuit du 29 et 2.4% la nuit du 30). Des perturbations extérieures telles que la dérive de pupille rapprochent donc le niveau de flux des voies photométriques de la valeur du critère du tri photométrique. Il y a alors le risque de perdre beaucoup d'images au point de dégrader la précision des mesures. On modélise HD3360 par un disque uniforme dont le diamètre est $\theta_{\text{UD, HD3360}} = 0.291 \pm 0.03$ mas. Ce diamètre est donné par le logiciel SearchCal¹ (Chelli et al. 2016) qui l'estime à partir de relations de brillance différentielles. Il prend en compte les spécificités de l'étoile (variabilité, multiplicité, niveau de visibilité...) et indique la fiabilité du diamètre qu'il donne en conséquence. Dans ce chapitre, tous les calibrateurs ne présentent pas de particularité et SearchCal indique que les diamètres qu'il donne sont fiables.

Les télescopes utilisés lors de la première nuit sont E1, E2 et W2, correspondant respectivement aux faisceaux 1, 2 et 3 de FRIEND. Ceux de la deuxième nuit sont E1, W2, W1, donnés dans le même ordre que précédemment. Je note *base ij* la base formée des télescopes i et j . La base E1W2 est commune aux deux nuits mais elle est codée sur la base 13 pour la nuit du 29/09/2016 et sur la base 12 pour celle du 30/09/2016. Le détecteur est configuré de sorte que le temps d'intégration est de 20 ms et le gain d'amplification est de 997. Le module de compensation de la biréfringence des lames est actif et a optimisé la visibilité sur la source interne.

1. <http://www.jmmc.fr/searchcal>

Tableau 7.2 – Journal d’observation de HD3360 des nuits du 29/09/2016 et 30/09/2016. Le paramètre de Fried r_0 et le temps de cohérence moyen sur la période d’observation τ_0 sont donnés à 550 nm. $\langle v_{\text{vent}} \rangle$ est la vitesse moyenne du vent sur la période d’observation. B et PA désignent respectivement la longueur et la position angulaire de la ligne de base. L’ordre des bases est 23, 12 et 13.

Date	UT (h)	Objet	Lignes de base		r_0 (cm)	$\langle v_{\text{vent}} \rangle$ (m/s)	$\langle \tau_0 \rangle$ (ms)	Remarques		
			B (m)	PA ($^\circ$)						
2016/09/29	9h46	HD 3360	156/66/221	48/55/50						
	10h36	HD 3360	154/65/219	59/66/61	10.5					
	10h58	HD 3360	153/65/218	64/71/66	10.4	2	16			
	11h34	HD 3360	152/65/217	73/79/74	10.4					
	12h00	HD 3360	151/65/216	79/84/80	10.4			Dérive de W2		
	12h34	HD 3360	151/65/216	87/-88/89	10.3			Dérive de W2		
2016/09/30	8h35	HD 3360	108/222/314	-2/36/24	12.3					Dérive de W1
	9h13	HD 3360	106/222/312	6/44/32	12.8					Perte des franges CLIMB Dérive de W1
	11h13	HD 3360	97/217/300	32/70/59	14.4	1.9	24	Dérive de W1		
	11h42	HD 2905	99/221/308	44/78/68	14.7			Dérive de W1		
	12h33	HD 3360	89/216/292	54/89/79	15.4			Dérive de W1		
	13h04	HD 3360	86/216/291	63/-83/87	15.8			Dérive de W1		

Il y a eu une dérive de la pupille de W2 la nuit du 29 à partir de 12h (Fig. 7.3). Les mesures de 12h et 12h35 ne sont donc pas utilisées pour l’estimation de la fonction de transfert. Durant la nuit du 30, le suivi des franges n’était plus assuré par CLIMB lors de l’acquisition des mesures à 9h13 sur les trois bases. Celles-ci sont donc exclues de l’estimation de la fonction de transfert. De plus, la pupille de E1 dérivait progressivement sur la période d’observation durant cette nuit-ci.

La Figure 7.3 présente les fonctions de transfert des deux nuits pour chaque base et avec l’évolution du r_0 pour chaque nuit. Le premier élément que l’on remarque est que les évolutions des fonctions de transfert peuvent être modélisées par une droite. Les ordonnées à l’origine, estimées à partir des ajustements pour les deux nuits (9h45 pour le 29 et 8h35 pour le 30), sont données dans le Tableau 7.3.

Tableau 7.3 – Estimation de la fonction de transfert du module au carré de la visibilité pour toutes les bases et les deux nuits.

Base	29/09	30/09
Base 23	0.68 ± 0.06	0.83 ± 0.06
Base 12	0.62 ± 0.03	0.53 ± 0.07
Base 13	0.69 ± 0.04	0.49 ± 0.14

La fonction de transfert de FRIEND du module au carré de la visibilité est de 0.64 ± 0.07 , en moyenne sur les trois bases, sur les deux nuits. Le Tableau 7.4 compare cette valeur aux fonctions de transfert de VEGA, VISION et PAVO. La fonction de transfert de FRIEND est plus élevée mais moins précise que les fonctions de transfert des autres instruments présentés.

Tableau 7.4 – Comparaison de la fonction de transfert moyenne du module au carré de la visibilité entre différents instruments à 700 nm.

	FRIEND/CHARA	VEGA/CHARA	VISION/NPOI	PAVO/CHARA
T^2	0.64 ± 0.07	0.54 ± 0.02	0.3 ± 0.013	0.4 ± 0.02
Référence	-	Mourard et al. (2009)	Garcia et al. (2016)	Maestro et al. (2012)

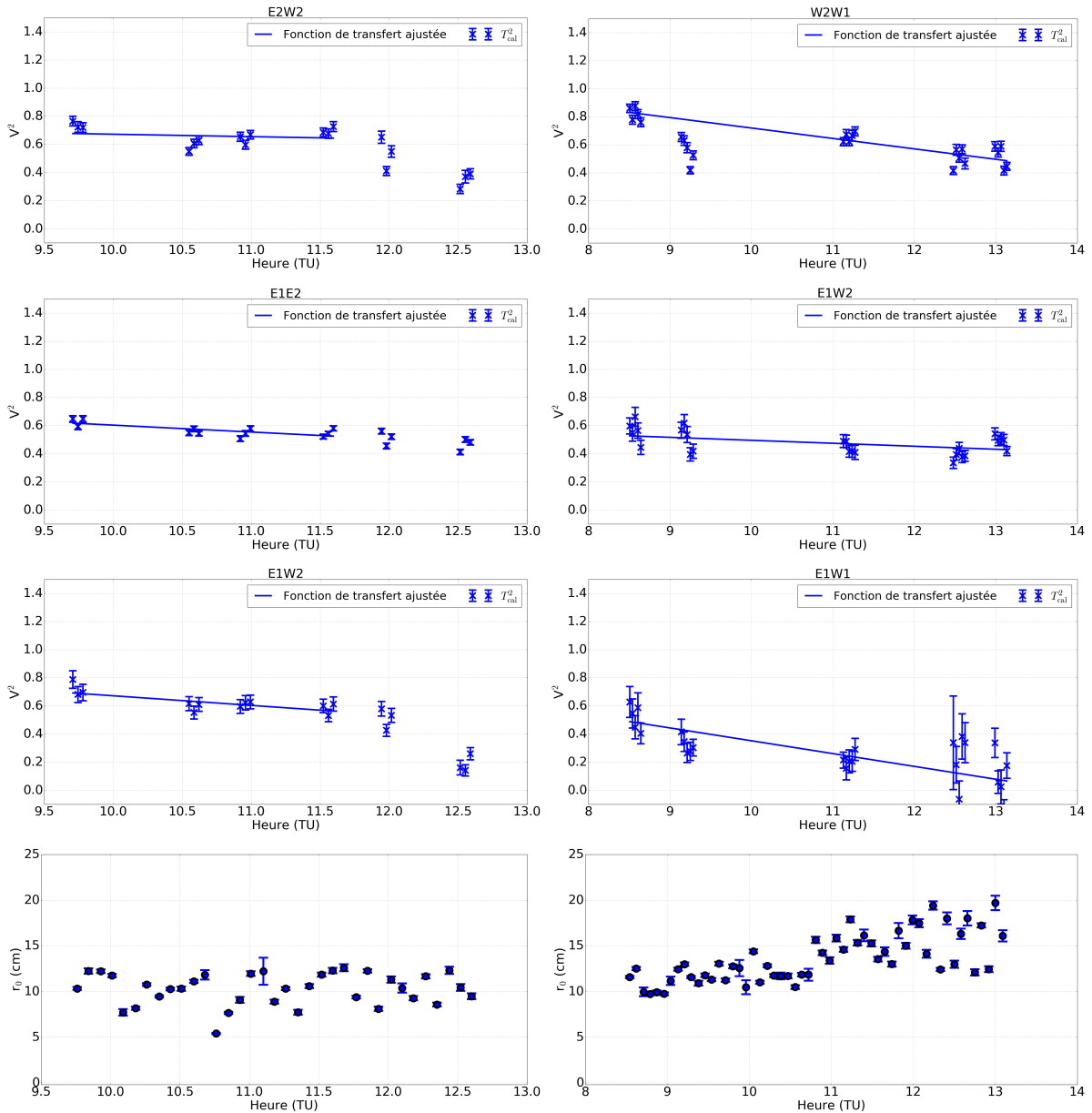


FIGURE 7.3 – Évolution des fonctions de transfert des 3 bases au cours des nuits du 29 (colonne de gauche) et du 30 (colonne de droite) septembre 2016 avec l'évolution du r_0 à 550 nm en bas. On y distingue les visibilités instrumentales déduites aux instants de mesure du calibrateur (croix bleues) et la fonction de transfert déduite de l'ajustement (droite bleue). Le tri photométrique est appliqué par base. Chaque point correspond à un bloc de 6000 images avant traitement, soit 2 min d'acquisition.

Nous disposons d'une autre fonction de transfert, acquise la nuit 12/10/2017 (Tab. 7.9) qui est trois fois inférieure à la valeur retenue qui est 0.64 ± 0.07 . Or, il se trouve que le temps d'intégration n'est pas déterminé en fonction du temps de cohérence, qui varie d'un facteur 3 entre les nuits de septembre 2016 et octobre 2017 (Tab. 7.2 et 7.8), mais est fixé à 20 ms (Sec. 6.2). Par conséquent, l'écart entre les fonctions de transfert de ces deux périodes serait dû à une diminution du temps de cohérence.

Pour vérifier cette hypothèse, j'ai cherché l'évolution de la fonction de transfert de FRIEND en fonction du rapport du temps d'intégration sur le temps de cohérence. Pour cela, j'ai utilisé les mesures de visibilité réalisées sur γ Cas pour différents temps d'intégration (Fig. 6.7, à droite). Ces données étant acquises sans le module de compensation de la biréfringence, la visibilité instrumentale est trois fois plus faible que sa valeur maximale (Sec. 5.3). Donc je multiplie les visibilités au carré issues de γ Cas par un facteur 3. Sachant que le diamètre de cette étoile est de 0.45 mas (Stee et al. 1995) et que le temps de cohérence cette nuit-là était de 11 ms, on en déduit la fonction de transfert pour chaque rap-

port du temps d'intégration sur le temps de cohérence (Fig. 7.4). Les fonctions de transfert moyennes de septembre 2016 et d'octobre 2017 sont respectivement 0.68 ± 0.07 et 0.18 ± 0.03 . On constate que ces valeurs sont dans les barres d'erreur de l'évolution de la fonction de transfert en fonction du rapport du temps d'intégration sur le temps de cohérence (Fig. 7.4). Par conséquent, le facteur 3 entre la fonction de transfert de FRIEND de septembre 2016 et celle d'octobre 2017 s'explique par les différences de temps de cohérence. Cette comparaison montre également l'intérêt d'adapter le temps d'intégration en fonction du temps de cohérence pour une acquisition optimale durant chaque nuit. Pour cela, il est nécessaire d'avoir une estimation précise de ce dernier, en mesurant le profil de la vitesse du vent en fonction de l'altitude et en obtenant le paramètre de Fried à l'aide d'un instrument dédié (comme un DIMM par exemple).

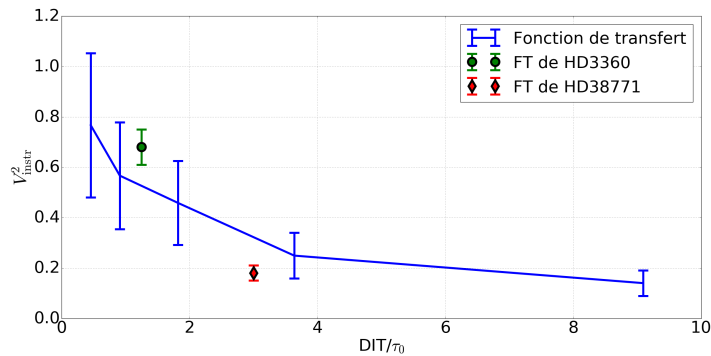


FIGURE 7.4 – Évolution de la fonction de transfert en fonction du rapport du temps d'intégration sur le temps de cohérence (DIT/τ_0). Cette évolution est obtenue à partir des données de γ Cas le 27/09/2015, corrigée de la perte de visibilité par la biréfringence (courbe bleue) sur laquelle on superpose la fonction de transfert moyenne de HD3360 les 29 et 30 septembre 2016 (point vert) et celle du 12/10/2017 (diamant rouge).

La comparaison des fonctions de transfert sur ces 3 nuits montre que la visibilité instrumentale de FRIEND dépend, actuellement, de la procédure d'observation (qualité du suivi des franges, temps d'intégration), de l'alignement des pupilles et de la qualité de l'injection.

J'ai ensuite voulu vérifier la stabilité de la fonction de transfert obtenue à partir de plusieurs calibrateurs. J'ai ainsi estimé la fonction de transfert la nuit du 30/09/2016 avec seulement HD3360 ou avec deux calibrateurs : HD3360 et HD2905. La magnitude et le diamètre de cette dernière étoile sont respectivement $mag_R = 4$ et $\theta_{UD, HD2905} = 0.30 \pm 0.03$ mas². Le diamètre de HD2905 a été obtenu avec (Chelli et al. 2016). La comparaison entre les fonctions de transfert obtenues soit avec HD3360 seul, soit avec HD3360 et HD2905 est présentée Figure 7.5. On constate que les deux fonctions de transfert sont extrêmement proches l'une de l'autre avec un écart relatif inférieur à 1% (Tab. 7.5). Cela montre que la fonction de transfert est indépendante du calibrateur observé en dépit de la dérive de pupille.

Tableau 7.5 – Estimation de la fonction de transfert pour toutes les bases la nuit du 30/09/2016 avec 1 ou 2 calibrateurs.

Base	HD3360	HD3360 + HD2905
Base 23	0.83 ± 0.06	0.84 ± 0.12
Base 12	0.53 ± 0.07	0.54 ± 0.07
Base 13	0.49 ± 0.14	0.51 ± 0.14

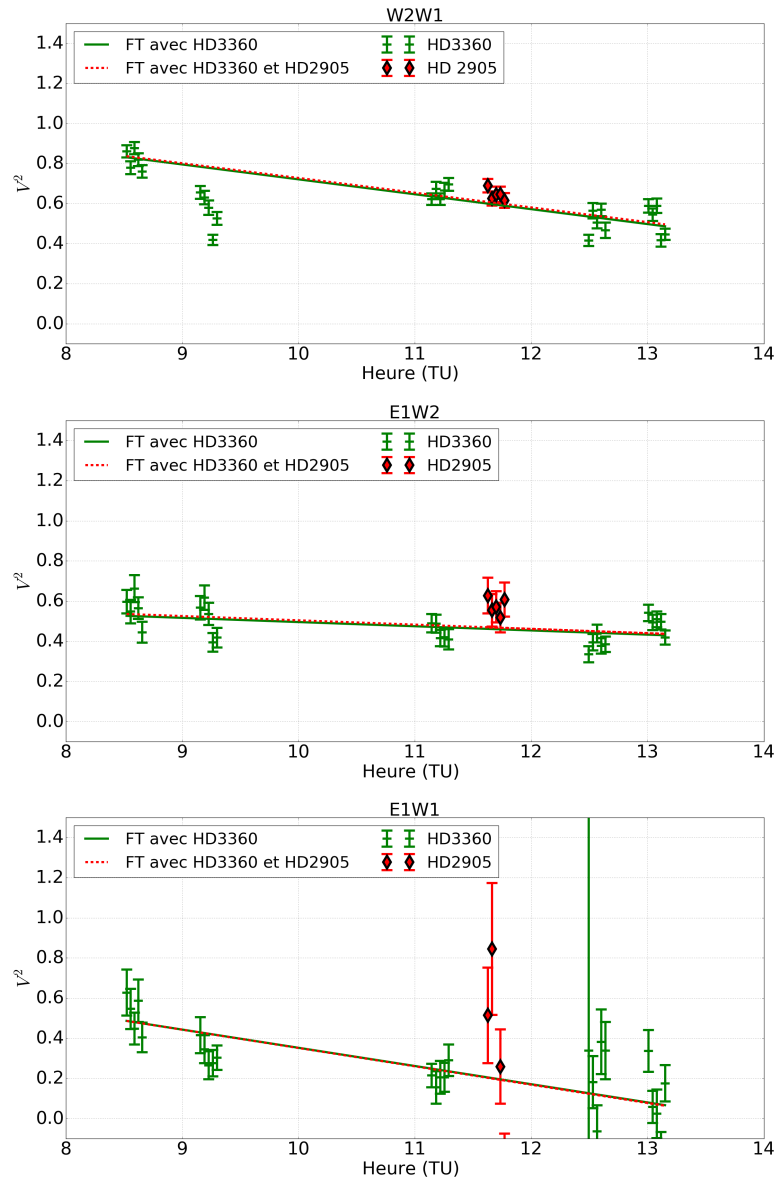


FIGURE 7.5 – Évolution des fonctions de transfert des 3 bases au cours de la nuit du 30/09/2016 en fonction de plusieurs calibrateurs. On y distingue les visibilité instrumentales déduites aux instants des mesures des calibrateurs HD3360 (croix vertes) et HD2905 (diamants rouges) avec le tri photométrique par base. Chaque point de mesure représente un bloc de 6000 images (~ 2 min d’acquisition).

7.3 Observation de ζ Ori A

Nous avons cherché à évaluer la capacité de FRIEND à mesurer des clôtures de phase en observant un système binaire aux caractéristiques orbitales et stellaires connues. Nous voulons déterminer la position du compagnon par rapport à l’étoile principale à partir de ces mesures, puis la comparer à la position prédite par les caractéristiques orbitales.

Une tentative a été réalisée sur θ Aql ($m_R = 3.3$) en juillet 2016 (Annexe B) mais elle fut infructueuse à cause d’un désalignement des systèmes d’anamorphose de FRIEND. En octobre 2017, nous avons alors choisi d’observer le système binaire connu ζ Ori A (Annexe B).

7.3.1 Présentation et modèle de l’objet

ζ Ori est un système binaire hiérarchique avec deux composantes A et B séparées de 2.4 secondes d’arc. La composante B est une étoile géante de type spectral O9.5II (Sota et al. 2011) de magnitude

de 3.7 en bande V (Fabricius et al. 2002). La composante A est le système qui nous intéresse. Il est constitué de deux étoiles Aa et Ab dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 7.6.

Tableau 7.6 – Caractéristiques des étoiles du système ζ Ori A. Le diamètre angulaire est donné à 443 nm. Source : Hummel et al. (2013).

Paramètre	Aa	Ab
Type spectral	O9.5Iab	B1IV
m_V	2.1	4.3
Diamètre angulaire (mas)	0.48 ± 0.04	0.18 ± 0.05
Distance (pc)	387 ± 54	
Masse (M_\odot)	33 ± 10	14 ± 3

ζ Ori A a été étudié par Hummel et al. (2013) grâce à des mesures interférométriques réalisées sur NPOI pendant 8 ans et des mesures spectroscopiques des instruments HEROS (Kaufer 1998), FEROS (Kaufer et al. 1999), BESO (Steiner et al. 2006), UVES (Dekker et al. 2000) et ELODIE (Moultaka et al. 2004). Hummel et al. (2013) ont répertorié 3 valeurs de diamètre de ζ Ori Aa obtenues par trois méthodes différentes. La première valeur est 0.58 mas obtenue par Remie & Lamers (1982) à partir de la température effective et des flux bolométriques dans l'infrarouge ($\sim 1 \mu\text{m}$). La deuxième valeur est 0.48 mas à 443 nm, et a été réalisée par Hanbury Brown et al. (1974) via l'interférométrie d'intensité. La dernière est 0.4 mas, obtenue par l'ajustement d'un modèle de densité spectrale d'une étoile de type B0I sur des relevés photométriques des spectroscopes cités précédemment. Hummel et al. (2013) ont donc retenu la valeur « moyenne » de 0.48 mas. Dans cet article, le diamètre de l'étoile Ab est déduit à partir du rapport de flux en supposant que les deux étoiles ont la même température effective. La distance est celle calculée par Hummel et al. (2013) à l'aide de relevés photométriques. Le catalogue de GAIA DR2 ne dispose pas encore de la distance de ce système, ni de ζ Ori B car ces objets sont trop brillants et ce catalogue ne considère pas la multiplicité des objets.

L'analyse des données de tous ces instruments, menée par Hummel et al. (2013) aboutit aux paramètres orbitaux présentés dans cet article que je reprends dans le Tableau 7.7. Les paramètres orbitaux indiquent que le compagnon ζ Ori Ab devrait être séparé de l'étoile principale ζ Ori Aa d'environ 24 mas et devrait avoir une position angulaire de 81° pour les nuits du 12 et du 14 octobre 2017. J'ai alors modélisé le système binaire avec Aspro2 en considérant 2 disques uniformes dont les diamètres et le rapport de flux sont donnés Tableau 7.6, et dont la séparation et la position angulaire sont citées ci-dessus (Fig. 7.6). J'ai ensuite cherché la configuration qui mettait le plus en évidence les variations de clôtures de phase et du module au carré de la visibilité. Les télescopes retenus furent alors S2, S1 et W2.

La Figure 7.7 (à droite) montre que la clôture de phase oscille avec une période d'environ 10 min. Des observations longues ont donc été privilégiées pour rechercher cette modulation.

Tableau 7.7 – Paramètres orbitaux de ζ Ori A. Source : Hummel et al. (2013)

Période orbitale	2687.3 ± 7	jours
Passage au périastre	$2\,452\,734.2 \pm 9$	jours juliens
Longitude du périastre	24.2 ± 1.2	$^\circ$
Excentricité	0.338 ± 0.004	
Nœud ascendant	139.3 ± 0.6	$^\circ$
Inclinaison	139.2 ± 0.6	$^\circ$
Demi-grand axe	35.9 ± 0.2	mas

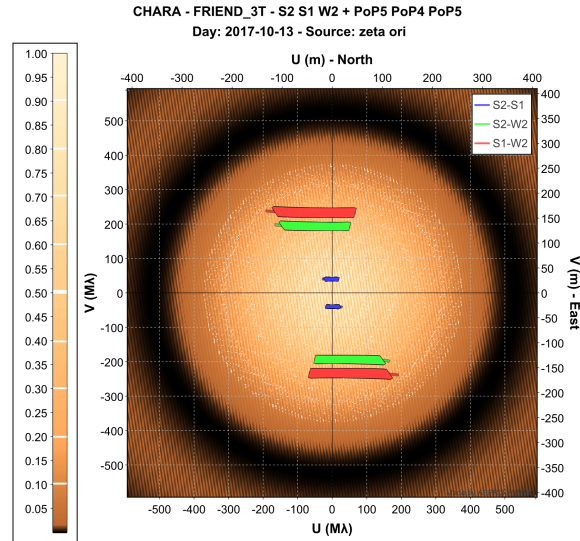


FIGURE 7.6 – Couverture du plan (u,v) du triplet de télescopes au cours de la nuit sur la DSP d'un modèle de ζ Ori A. Ce modèle consiste en deux disques uniformes séparés de 24 mas et dont la position angulaire du compagnon est de 81° .

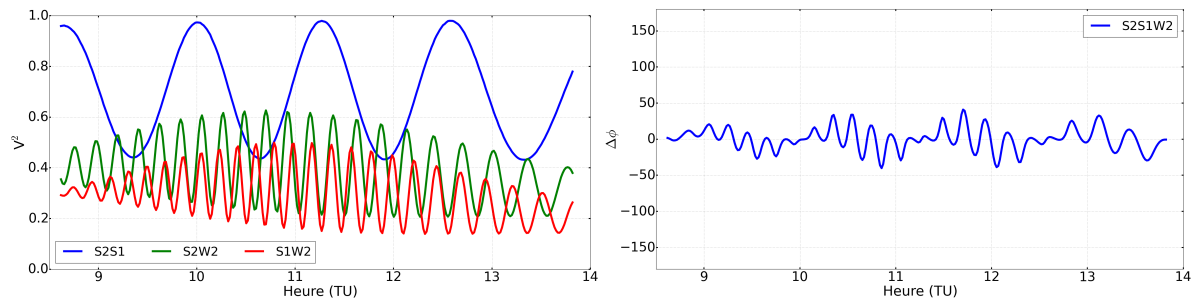


FIGURE 7.7 – Évolution de V^2 (à gauche) et de la clôture de phase (à droite) en fonction de l'heure (TU) obtenue sur ASPRO2 d'après le modèle de ζ Ori A dont la DSP est visualisée en Figure 7.6.

7.3.2 Conditions et journal d'observation

Nous avons observé ζ Ori A pendant les nuits du 12 et du 14 octobre 2017 pendant 1h30 et 2h30 respectivement (Tab. 7.8). Le calibrateur est κ Ori qui est une supergéante de type spectral B0.5Ia, de magnitude 2.09 dans la bande R. Son diamètre angulaire est de 0.54 ± 0.05 mas³. Les télescopes utilisés furent S2, S1 et W2 correspondant respectivement aux faisceaux 1, 2 et 3 de FRIEND. Le LABAO de chaque télescope était en fonctionnement à une fréquence de correction de 40 Hz. Le module de compensation de la biréfringence était utilisé. L'optimisation de la visibilité par l'orientation des lames était vérifiée avant chaque nuit. L'OCAM² était refroidie à -45°C . Le gain d'amplification était de 997 et le temps d'intégration était de 20 ms. Un bloc de 6000 images correspond donc à un temps d'exposition de 2 min.

Entre 10h et 11h le 14/10/2017, nous avons oublié de mettre les LDC. La conséquence de cet oubli est un mauvais asservissement de la DDM des franges de FRIEND qui dérivent à cause de la dispersion longitudinale des faisceaux. CLIMB asservit la DDM des franges mais son cohérence avec FRIEND varie au cours du temps.

7.3.3 Calibration du V^2 et de la clôture de phase

J'ai calibré les données du module au carré de la visibilité pour les nuits du 12/10 et du 14/10 (Fig. 7.8) selon la méthode décrite dans la Section 7.2.1.

3. D'après SearchCal 5.1

Tableau 7.8 – Journal d’observation de ζ Ori A et de son calibrateur. Le paramètre de Fried r_0 et le temps de cohérence moyen sur la période d’observation $\langle \tau_0 \rangle$ sont donnés à 550 nm. $\langle v_{\text{vent}} \rangle$ est la vitesse moyenne du vent sur la période d’observation. B et PA désignent respectivement la longueur et la position angulaire de la ligne de base. Les bases sont respectivement S2S1, S2W2 et S1W2.

Date	UT (h)	Objet	Lignes de base		r_0 (cm)	$\langle v_{\text{vent}} \rangle$ (ms)	$\langle \tau_0 \rangle$	Remarques
			B (m)	PA ($^\circ$)				
2017 Oct 12	10h25	κ Ori	25/117/143	8.3/-5.8/-10	12.3			
	10h56	ζ Ori A	28/137/164	0.8/-13/-111	10.1	4.7	6.7	
	11h54	κ Ori	25/130/154	-10/-25/-22	9.4			
2017 Oct 14	10h06	κ Ori	25/116/141	10/-3.4/-1	5.9			Oubli des LDC
	10h53	ζ Ori A	28/137/164	-0.1/-14/-12	9.2	3.7	6.4	Oubli des LDC
	11h12	ζ Ori A	28/140/167	-3.6/-18/-15	8			
	12h35	κ Ori	26/142/167	-18/-32/-29	7.1			

On constate une interruption des observations vers 11h dans la série de mesures sur l’étoile de science la nuit du 14 octobre (Fig. 7.8, à droite). Tous les points avant cet instant ont été acquis sans les LDC et tous ceux d’après, avec. La fonction de transfert est donc modifiée entre la première et la deuxième série de mesures sur le calibrateur. J’ai tenté de calibrer les mesures de science en négligeant l’effet de cette dispersion ou alors en prenant l’une ou l’autre série (la fonction de transfert affichée sur la Figure 7.8 à droite est obtenue à partir de la première série). Les points calibrés de cette nuit ne permettent pas d’obtenir les valeurs correctes de séparation et de position angulaire du compagnon autour de l’étoile principale. Par conséquent, les mesures du module au carré de la visibilité de la nuit du 14 octobre ne sont pas exploitées par la suite. La fonction de transfert de la nuit du 12 est donnée dans le Tableau 7.9 et sa discussion a déjà été abordée dans la sous-section 7.2.2.

Tableau 7.9 – Estimation de la fonction de transfert pour toutes les bases la nuit du 12/10/2017.

Base	Fonction de transfert
S1W2	0.22 ± 0.04
S1S2	0.23 ± 0.03
S2W2	0.08 ± 0.02

Les oscillations constatées sur les trois bases pour le V^2 (Fig. 7.8) ont la même période que les oscillations prédites par le modèle (Fig. 7.7, à gauche) : environ 1 heure pour S1S2, environ 10 minutes pour S1W2 et S2W2. Cela montre un premier accord entre les mesures et les prédictions issues des paramètres orbitaux.

L’évolution de la clôture de phase sur le calibrateur et l’étoile de science est présentée pour les deux nuits sur la Figure 7.9. On constate que certaines mesures sur le calibrateur sont très éloignées de 0. C’est particulièrement le cas pour la première série entre 10h et 10h30 la nuit du 14 à cause de l’absence des LDC. Afin d’améliorer la précision, j’ai dû retirer certaines mesures. Pour chaque nuit et pour chaque série de mesures sur le calibrateur, j’ai retiré les mesures pour lesquelles la valeur absolue de la clôture de phase est supérieure à trois fois la valeur absolue de la médiane de la série. La première série de la nuit du 14/10/2017 entre 10h et 10h30 est un cas particulier car les LDC n’étaient pas installées. Les points aberrants de cette série sont évidents (ce sont ceux inférieurs à -10°) et ils ont été retirés du traitement.

La clôture de phase du calibrateur n’est pas nulle alors que toutes les fréquences spatiales explorées sont dans le lobe central de son plan (u,v). Ce biais peut avoir plusieurs origines : la dispersion différentielle de l’atmosphère (Huss et al. 2003), une perte de cohérence sur une image sur au moins une base, des intensités de flux déséquilibrées entre les faisceaux, le fond inhomogène du détecteur (Fig. 2.12) ou l’effet de lobe des fibres (Longuetau et al. 2002).

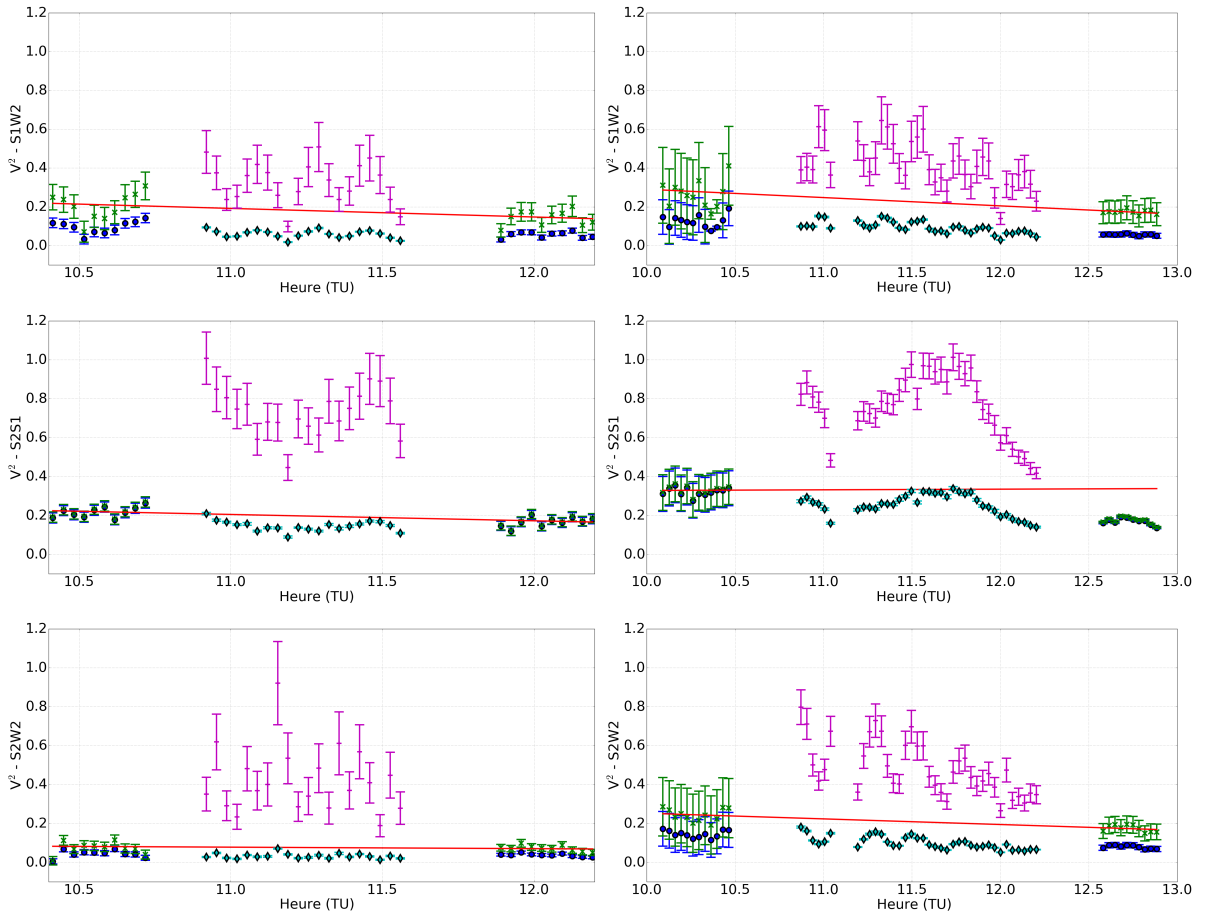


FIGURE 7.8 – Observation des V^2 des 3 bases au cours des nuits du 12 (colonne de gauche) et du 14 octobre 2017 (colonne de droite). Chaque point de V^2 correspond à un bloc de 6000 images avant traitement, soit 2 min d’acquisition. On déduit des mesures de V^2 du calibrateur (points bleus) la fonction de transfert (points verts) qui est ensuite ajustée par une droite (droite rouge).

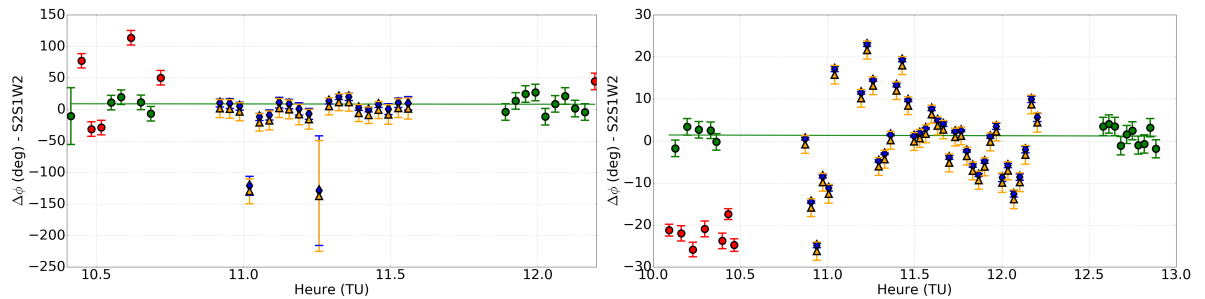


FIGURE 7.9 – Évolution de la clôture de phase au cours des nuits du 12 (à gauche) et du 14 octobre 2017 (à droite). Chaque point correspond à un bloc de 6000 images avant traitement, soit 2 min d’acquisition. La fonction de transfert (droite verte) est obtenue à partir des points du calibrateur retenus par le critère de sélection (cercles verts). Les points non retenus sont en rouges. Les mesures de clôture de l’étoile de science avant calibration (diamants bleus) et après (triangles oranges) sont aussi affichées.

Ce biais affecte également les mesures de clôture de phase de l’étoile de science $\Delta\phi_{\text{Sci,mes}}$. Je le détermine donc aux instants d’observation de cette étoile par l’ajustement d’une droite sur les mesures de clôture de phase du calibrateur : c’est la clôture de phase instrumentale $\Delta\phi_{\text{instr}}$ (Tab. 7.10). Je calibre ensuite les clôtures de phase mesurées sur l’étoile de science pour obtenir les clôtures de phase réelles $\Delta\phi_{\text{Sci}}$ avec :

$$\Delta\phi_{\text{Sci}} = \Delta\phi_{\text{Sci,mes}} - \Delta\phi_{\text{instr}}. \quad (7.7)$$

Tableau 7.10 – Estimation de la clôture de phase instrumentale.

	12/10/2017	14/10/2017
$\Delta\phi_{\text{instr}}$	$10 \pm 13^\circ$	$1.5 \pm 2.1^\circ$

7.3.4 Résultats

J'ai utilisé LITpro pour ajuster un modèle d'un système binaire constitué de deux disques uniformes sur les données calibrées de la sous-section précédente. Les paramètres à ajuster sont les diamètres des deux composantes, notés *Diamètre Aa* pour l'étoile principale et *Diamètre Ab* pour le compagnon, la différence de magnitude, la séparation et la position angulaire du compagnon par rapport à l'étoile principale.

J'ai effectué l'ajustement de ce modèle sur les mesures calibrées de module au carré de la visibilité (Fig. 7.10) et de la clôture de phase (Fig. 7.11, en haut) pour la nuit du 12/10/2017. Je n'ai fait de même que sur les mesures calibrées de clôture de phase pour la nuit du 14/10/2017 (Fig. 7.11, en bas). Les diamètres et le rapport de flux influençant peu la clôture de phase, je n'ai cherché que les valeurs optimales de la séparation et de la position angulaire pour cette nuit-ci. J'ai fixé les autres paramètres à leurs valeurs issues de l'ajustement des données de la nuit du 12/10/2017.

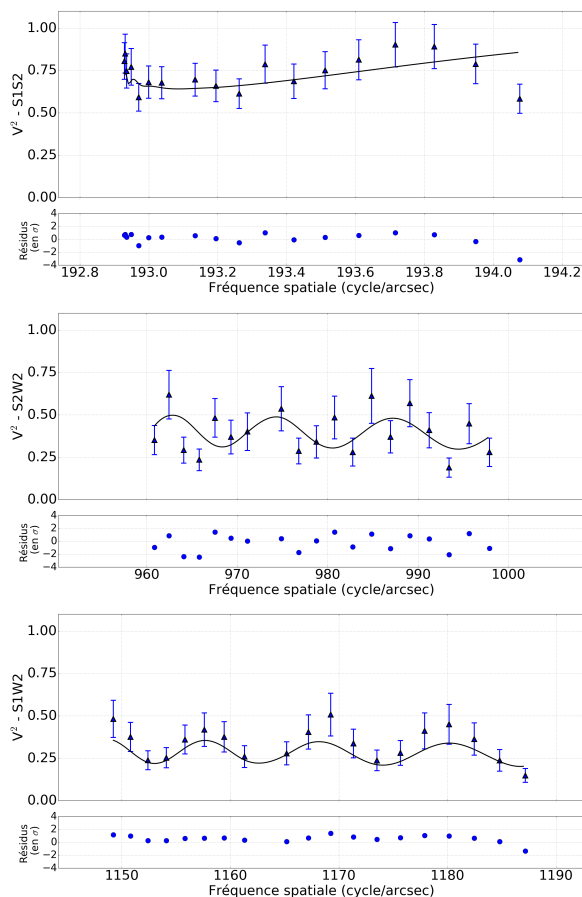


FIGURE 7.10 – Module au carré des visibilité calibrées (triangles bleus) et des résidus normalisés de l'ajustement de ζ Ori A (points bleus) en fonction de la fréquence spatiale pour la nuit du 12 octobre 2017 avec le modèle dont les paramètres sont optimaux (courbe noire).

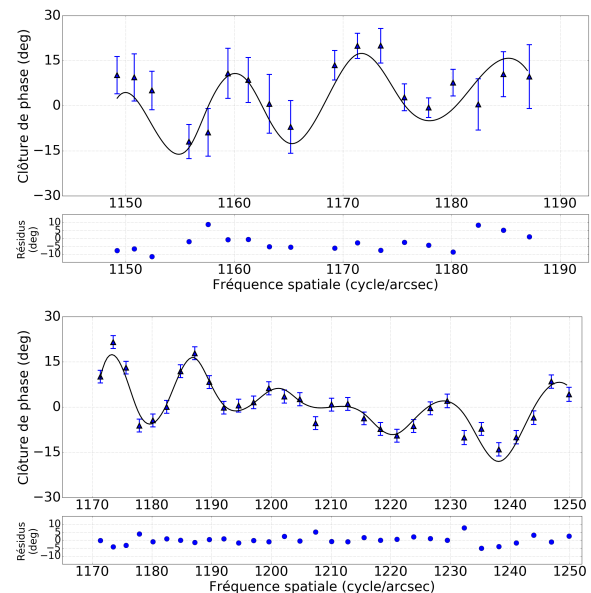


FIGURE 7.11 – Clôture de phase (triangles bleus) et résidus normalisés de l'ajustement de ζ Ori A (points bleus) en fonction de la fréquence spatiale de S1W2 avec le modèle dont les paramètres sont optimaux (courbe noire). En haut : 12/10/2017. En bas : 14/10/2017.

Les mesures de meilleure qualité sont obtenues lors de la nuit du 14. En effet, l'erreur moyenne sur la clôture de phase est de 2.2° et la valeur médiane des résidus de l'ajustement est de 1.2° .

Les résultats de l'ajustement et leurs comparaisons avec les valeurs déduites des paramètres orbitaux sont donnés dans le Tableau 7.11. Toutes les valeurs mesurées avec FRIEND sont cohérentes avec celles mesurées (les diamètres, rapport de flux) ou prédites (position) par Hummel et al. (2013) sauf le diamètre de l'étoile Ab. Par ailleurs, la précision de l'estimation de la clôture de phase a permis d'obtenir des incertitudes sur la séparation et la position angulaire inférieures à celles de Hummel et al. (2013). De plus, les χ^2 réduits sont inférieurs à 1.6 pour les deux nuits.

Tous ces résultats montrent la qualité de la calibration et de l'estimation de l'erreur des mesures et je vais à présent discuter de la différence du diamètre du compagnon.

Tableau 7.11 – Comparaison des paramètres ajustés pour les deux nuits avec les valeurs prédites par les paramètres orbitaux de Hummel et al. (2013). Les barres d'erreur sur les valeurs attendues sont obtenues par la méthode Monte-Carlo à partir des erreurs sur les paramètres orbitaux.

Paramètres	Hummel et al. (2013)	12/10/2017
Diamètre Aa (mas)	0.48 ± 0.04	0.54 ± 0.01
Diamètre Ab (mas)	0.18 ± 0.02	0.45 ± 0.12
Différence de magnitude	2.2 ± 0.1	2.4 ± 0.1
Séparation (mas)	24.10 ± 0.15	23.89 ± 0.44
Position angulaire ($^\circ$)	80.5 ± 0.45	81.42 ± 0.33
χ^2	-	1.14

Paramètres	Hummel et al. (2013)	14/10/2017
Diamètre Aa (mas)	0.48 ± 0.04	-
Diamètre Ab (mas)	0.18 ± 0.04	-
Différence de magnitude	2.2 ± 0.1	-
Séparation (mas)	24.07 ± 0.15	24.23 ± 0.15
Position angulaire ($^\circ$)	80.1 ± 0.46	81.00 ± 0.15
χ^2	-	1.59

Hummel et al. (2013) ont déduit le diamètre de l'étoile Ab à partir de leur estimation de la différence de magnitude ($\Delta m = 2.2$) et en considérant que les deux composantes Aa et Ab avaient la même température effective. Cette dernière a été estimée à $29\,500 \pm 1\,000$ K par Bouret et al. (2008) qui ne considèrent pas la binarité de ζ Ori A. Le diamètre de Ab est alors obtenu par la relation :

$$\theta_{Ab} = \theta_{Aa} \times \sqrt{\frac{F_{Ab}}{F_{Aa}}} \left(\frac{T_{\text{eff, Aa}}}{T_{\text{eff, Ab}}} \right)^2, \quad (7.8)$$

avec θ et T_{eff} respectivement le diamètre angulaire et la température effective de l'étoile Aa ou Ab. L'estimation du diamètre de Ab est donc approximative car elle ne repose pas sur des données observationnelles mais sur l'hypothèse forte d'une même température effective pour les deux composantes.

A partir de ma mesure du rapport de flux Δm (Tab. 7.11), de la magnitude de l'étoile Aa m_{Aa} et de la distance D de Hummel et al. (2013) (Tab. 7.6), j'ai calculé la magnitude absolue :

$$M_{Ab} = m_{Aa} + \Delta m + 5 - 5 \times \log(D). \quad (7.9)$$

J'ai également obtenu la température effective de l'étoile Ab et son rayon linéaire à partir de mes mesures de rapport de flux, de diamètre angulaire et de la distance D . Ces trois résultats sont présentés dans le Tableau 7.12. Grâce à la connaissance de ces paramètres et de la masse (Tab. 7.6), j'en déduis que Ab est probablement une étoile de type B5II (*Allen's Astrophysical Quantities*, Cox (2000)) dont

les caractéristiques sont cohérentes avec celles mesurées (Tab. 7.12).

Des observations interférométriques en infrarouge permettraient d’obtenir la magnitude du compagnon dans ce domaine spectral. On pourrait alors affiner la classification spectrale de cette étoile.

Tableau 7.12 – Caractéristiques de l’étoile Ab déduites des mesures de FRIEND

	Ab	étoile de type B5II
$T_{\text{eff, Ab}}$ (K)	$15\,500 \pm 2\,600$	15 000
Rayon (R_{\odot})	17 ± 5	16
Magnitude absolue (bande V)	-3.6 ± 0.7	-4.3

Enfin, j’ai comparé la position du compagnon sur son orbite obtenue à partir des mesures de FRIEND pour les deux nuits avec la position déduite des paramètres de [Hummel et al. \(2013\)](#) (Fig. 7.12). Nous avons demandé à Christian Hummel de recalculer les paramètres orbitaux en ajoutant nos données à celles qu’il présente dans son article. La période orbitale passe à 2688.9 jours et la date du passage au périastre est à présent 2 452 735.8 jours juliens. On en déduit de nouvelles positions (Fig. 7.12, carrés gris) qui sont cohérentes avec les autres mesures.

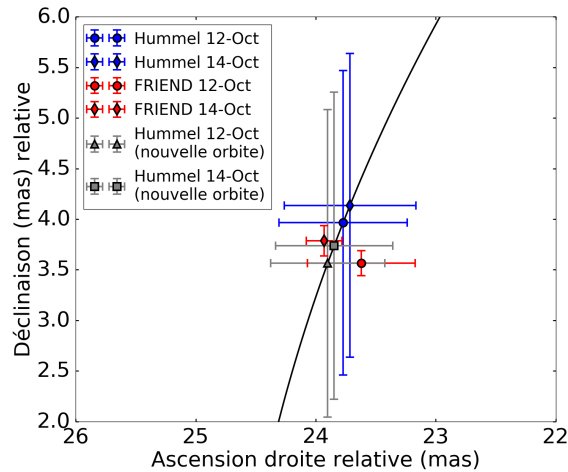


FIGURE 7.12 – Orbite du compagnon autour de l’étoile principale (courbe noire) avec les positions prédites par [Hummel et al. \(2013\)](#) (en bleu) et les mesures de FRIEND (en rouge), pour la nuit du 12 octobre (cercles) et du 14 (diamants), et les nouvelles positions théoriques (carrés gris).

7.4 Conclusion

La magnitude limite de FRIEND est de 4, sans l’utilisation d’OA, ce qui permet de dire que la sensibilité requise pour un futur instrument est atteinte ([Mourard et al. 2017](#)). La fonction de transfert de FRIEND est élevée mais n’atteint pas la précision requise pour les besoins scientifiques. Plus d’efforts sont donc à faire sur les conditions d’obtention des franges (injection et utilisation d’un cophaseur). Les résultats de l’observation de ζ Ori A montre la qualité des mesures de FRIEND, en particulier la clôture de phase, et par extension d’un instrument fibré couplé à une optique adaptative. Ces résultats ont été publiés dans la revue référencée *Astronomy & Astrophysics* dont l’article se trouve juste après ([Martinod et al. accepted 2018](#)).

Quatrième partie

Conclusions et perspectives

Conclusions...

FRIEND a été conçu pour déterminer l'intérêt de l'interférométrie visible monomode associée à une optique adaptative et une EMCCD.

Cependant, les systèmes d'OA de CHARA n'ont été installés qu'à la fin de la thèse, empêchant ainsi d'étudier à fond l'interface entre les fibres et les OA. De ce fait, le taux d'injection était bas et fluctuant pendant les observations. Cette absence d'OA a été instructive. Premièrement, la calibration de la visibilité des franges par les voies photométriques en temps réel est impossible car le RSB par image est trop bas. Cela a conduit au développement d'un estimateur de visibilité original et qui est utilisé de façon statistique. Le deuxième élément est l'importance de la stabilisation et de la maximisation de l'injection afin d'améliorer la magnitude limite et le RSB des franges à une magnitude donnée. Son analyse a été menée numériquement dans cette thèse.

La caractérisation de cet instrument a montré l'influence de la biréfringence sur la fonction de transfert. Le problème était déjà connu en interférométrie infrarouge mais il est tout aussi important pour le visible. Sa compensation est alors nécessaire et un module a été mis en place. Il a été montré que FRIEND dispose alors de la meilleure fonction de transfert par rapport aux autres recombineurs visibles. Cependant, sa précision est à améliorer, du fait des fluctuations d'injection et du faible RSB par image.

La caractérisation du détecteur a montré que les EMCCD ont le potentiel pour remplacer les ICCD. Elle a aussi montré l'importance du facteur d'excès de bruit dans le modèle de RSB, qui sert à l'estimation des performances d'un recombineur fibré.

L'observation et l'analyse des données du système ζ Ori A ont montré la fiabilité des mesures de clôture de phase et du module au carré de la visibilité. Cette étude a aussi abouti à la détermination de nouvelles estimations de paramètres fondamentaux de ces étoiles.

Finalement, l'emploi des fibres optiques, de l'optique adaptative et des EMCCD définissent bien l'axe de développement de la prochaine génération d'interféromètres visibles.

... et perspectives

FRIEND est le précurseur d'un instrument scientifique plus important, appelé *Stellar Parameters and Images with a Cophased Array* (SPICA) (Mourard et al. 2017, 2018). Ses objectifs sont de mesurer des diamètres avec une précision de l'ordre de 1% pour des étoiles dont la magnitude peut atteindre 8 en bande R, et de faire des images spectrales d'étoiles pour des étoiles dont la magnitude va jusqu'à 5. SPICA disposera de deux modes de résolutions spectrales, basse ($\mathfrak{R} = 100$) pour le premier objectif et moyenne ($\mathfrak{R} = 3000$) pour le second. Avec ces spécifications et les 6 télescopes à recombinaison, on souhaite déterminer le diamètre de 1000 étoiles et obtenir l'image d'un objet en une seule nuit.

On a vu dans cette thèse l'importance du couplage des faisceaux dans les fibres optiques. Cette problématique représente un défi majeur que SPICA se doit de relever pour répondre aux besoins astrophysiques. L'équipe de Nice a alors créé le projet *Coupling Efficiency Statistical Analysis and Recording* (CESAR). Il s'agit d'un banc de test pour étudier l'injection d'un faisceau dans une fibre optique gaussienne monomode à maintien de polarisation, dans le domaine visible. Il est conçu pour mesurer directement un taux de couplage contrairement à FRIEND. Il est associé à un module Tip-Tilt en charge de stabiliser la tavelure brillante devant la fibre. On est alors capable d'explorer expérimentalement les concepts développés numériquement dans le cadre de cette thèse.

En juillet 2018, l'équipe de Nice a utilisé ce montage sur CHARA pendant deux nuits. Elle a utilisé le TELAOS de S2, tout récemment installé, durant la première nuit, puis le LABAO sur E2 pendant la deuxième. Les r_0 de ces deux nuits étaient respectivement de 5 et 10 cm à 550 nm. Le miroir

déformable du TELAO ne respecte pas les spécifications requises et l'informatique qui le contrôle est encore en phase de développement et de test. De ce fait, la correction apportée est en-dessous de ce qui est attendu et les résultats ne reflètent pas les performances réelles.

Une expérience plus approfondie a été menée durant la deuxième nuit. Quatre configurations ont été testées : sans LABAO ni TT, avec LABAO sans TT, avec LABAO et TT avec le premier algorithme simulé (recherche du photocentre de la tavelure brillante sur toute l'image, puis positionnement de celui-ci sur la fibre), avec LABAO et TT avec le deuxième algorithme simulé (recherche du photocentre d'une aire centrée sur la fibre puis positionnement de celui-ci sur la fibre) (Fig. 7.13). La dimension de cette aire vaut deux fois la taille d'une tavelure. Ces résultats confirment ceux obtenus lors de la simulation : le module TT avec le deuxième algorithme stabilise et maximise le couplage. En effet, la dernière configuration améliore l'injection d'un facteur trois par rapport à la première.

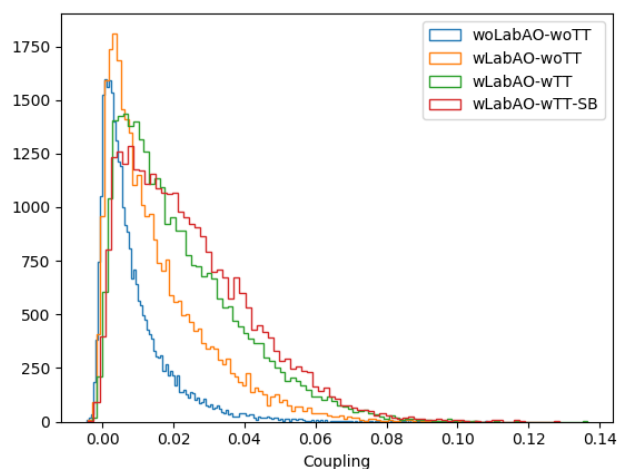


FIGURE 7.13 – Histogramme des couplages mesurés avec CESAR. En bleu : sans LABAO ni TT. En jaune : avec LABAO, sans TT. En vert : avec LABAO et TT avec le premier algorithme. En rouge : avec LABAO et TT avec le deuxième algorithme. Source : document interne sur CESAR

Le temps d'intégration sur FRIEND est de 20 ms, ce qui permet de figer l'atmosphère et d'obtenir des franges. On a vu que l'augmentation du temps d'intégration dégrade la fonction de transfert, empêchant ainsi l'accès aux basses visibilités. Afin de pouvoir faire des temps plus longs, il faut stabiliser la figure d'interférences. En parallèle à SPICA, l'équipe de Nice développe donc un cophaseur à 6 télescopes, en bande H (Mourard et al. 2018). Son élaboration s'inspire du cophaseur de GRAVITY et de l'expérience acquise sur le prototype d'un suiveur de franges à CHARA, nommé CHAMP (Monnier et al. 2012). L'équipe réfléchit à implémenter ce cophaseur dans MIRC qui exploite autant de télescopes dans cette bande. L'utilisation d'optiques adaptatives et d'un cophaseur permettrait de gagner au moins deux magnitudes, ce qui multiplie par 100 le nombre d'étoiles observables (Mourard et al. 2017).

Par ailleurs, la fonction de transfert de la visibilité est dépendante du rapport du temps d'intégration sur le temps de cohérence. La connaissance fiable de ce dernier (par une instrumentation adéquate) permettrait de choisir le temps d'intégration afin d'optimiser le RSB des interférences.

Actuellement, on dispose du design optique de SPICA mais pas de son financement. Le suiveur de franges est financé et une collaboration avec l'université du Michigan (responsable de MIRC) est établie.

Enfin, une réflexion est menée pour le développement d'un autre instrument visible au VLTI (Millour et al. submitted 2018). Il profiterait des capacités d'imagerie offertes par ce site grâce à ses courtes bases. Ses objectifs seraient les mêmes que SPICA. Cependant, Millour et al. (submitted 2018) préconisent une haute résolution spectrale ($\mathcal{R} \sim 30\,000$) afin d'accéder à la cinématique des objets observés et de comprendre leurs évolutions.

Cinquième partie

Annexes

ARTICLE : *Long baseline interferometry in the visible : first results of the FRIEND project*

Référence : Martinod, M. A., Berio, P., Mourard, D., et al. 2016, in Proc. SPIE, Vol. 9907, Optical and Infrared Interferometry and Imaging V, 99071H.

DOI : <http://www.doi.org/10.1117/12.2231704>.

Résumé : Dans cet article rédigé à la fin de la première année de thèse, je présente l'instrument, le modèle de bruit et le simulateur de FRIEND. Ces éléments ont servi à établir les estimateurs de visibilité et de clôture de phase ainsi que la réduction des données. Cette dernière requiert des données de calibration pour traiter le signal de l'EMCCD dont la matrice est segmentée en 8 parties qui agissent comme autant de détecteur indépendants.

La stratégie d'observation et la réduction des données établies ont été mises en application avec l'estimation du diamètre angulaire de δ Cas. L'estimateur de la clôture de phase a également été testée sur une étoile, sans calibrateur, dont la clôture est nulle. L'analyse de la mesure a montré un biais dans l'estimation dont l'origine n'est pas bien connue, et que des observations supplémentaires sont nécessaires.

Ces résultats montrent les performances de l'instrument dans les premiers stades du projet, avant même l'optimisation de l'instrument, en particulier sur l'utilisation de ses fibres optiques ou sur celle du détecteur, déterminée par la stratégie d'observation, la nature et la quantité des données de calibration à acquérir. Des résultats plus récents, présentés dans l'article [Martinod et al. \(accepted 2018\)](#) et dans la [Partie III](#), démontrent mieux les performances et la maîtrise de l'instrument ainsi que les enseignements à retenir pour le développement d'un instrument futur.

Long baseline interferometry in the visible: first results of the FRIEND project

Martinod, M.A.^a, Berio, P.^a, Mourard, D.^a, Perraut, K.^{b,c}, Meilland, A.^a, Millour, F.^a, Clause, J.M.^a, Spang, A.^a, Bresson, Y.^a, Dejonghe, J.^a, Bailet, C.^a, Tallon-Bosc, I.^d, and Tallon, M.^d

^aLaboratoire Lagrange, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Parc Valrose, Bât. H. FIZEAU, 06108 Nice, France

^bUniv. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

^cCNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

^dUniv Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, F-69230, Saint-Genis-Laval, France

ABSTRACT

In the coming year, the CHARA 1-meter telescopes will be equipped with Adaptive Optics (AO) systems. This improvement opens the possibility to apply, in the visible domain, the principle of spatial filtering with single mode fibers well demonstrated in the near-infrared. It will clearly open new astrophysical fields by taking benefit of an improved sensitivity and state-of-the-art precision and accuracy on interferometric observables. A demonstrator called FRIEND (Fibered and spectrally Resolved Interferometric Experiment - New Design) has been developed. FRIEND combines the beams coming from 3 telescopes after injection in single mode optical fibers and provides photometric channels as well as some spectral capabilities for characterization purposes. It operates around the R spectral band (from 600nm to 750nm) and uses the fast and sensitive analog detector OCAM2. On sky tests at the focus of the CHARA interferometer have been performed during the last year to get the optimal DIT or an estimation of the stability of the instrumental visibility. Complementary lab tests have permitted to characterize the birefringence of the fibers, and the characteristics of the detector. In this paper, we present the results of these tests.

Keywords: Long baseline interferometry, Visible Interferometry, Closure phase, Emccd, Instrumentation, Optical fiber, Squared visibilities, Optical fiber, Polarization, Spatial filtering

1. INTRODUCTION

The FRIEND project¹ is a demonstrator developed for preparing a next generation of interferometric instruments in the visible range. It combines the light coming from three telescopes spatially filtered by single-mode polarization-preserving optical fibers and uses an EMCCD low noise detector. It has been installed at the focus of the CHARA array in December 2014. It allows to test a visible single-mode interferometric instrument operating with telescopes for which $D/r_0 \gg 1$ equipped with adaptive optics systems.

The figure 1 shows a scheme of the instrument. The beams from the telescopes (or an internal source) feed the instrument by the *injection module* where they are injected in single-mode polarization-preserving fibers. These fibers have a gaussian profile of intensity and perform a spatial filtering on the signal, transforming the angle of arrival fluctuations, and thus the superposition of the different beams, into intensity ones. These fluctuations of intensity are monitored and are used in the fringe processing to calibrate the correlated flux. Then the beams are rearranged in the *recombination module* by the V-groove performing a non-redundant configuration.¹ The beams are then separated by a 30/70 beam splitter in two channels : the photometric channel and the interferometric one. In the interferometric channel, the beams converge towards a common focus and create the fringe pattern. The photometric channels are used to monitor the fluctuations of intensity which affects the fringe pattern. An anamorphosis optic system is used in the interferometric channel to obtain a different and adapted spectral and

Further author information: Marc-Antoine Martinod: E-mail: mamartinod@oca.eu

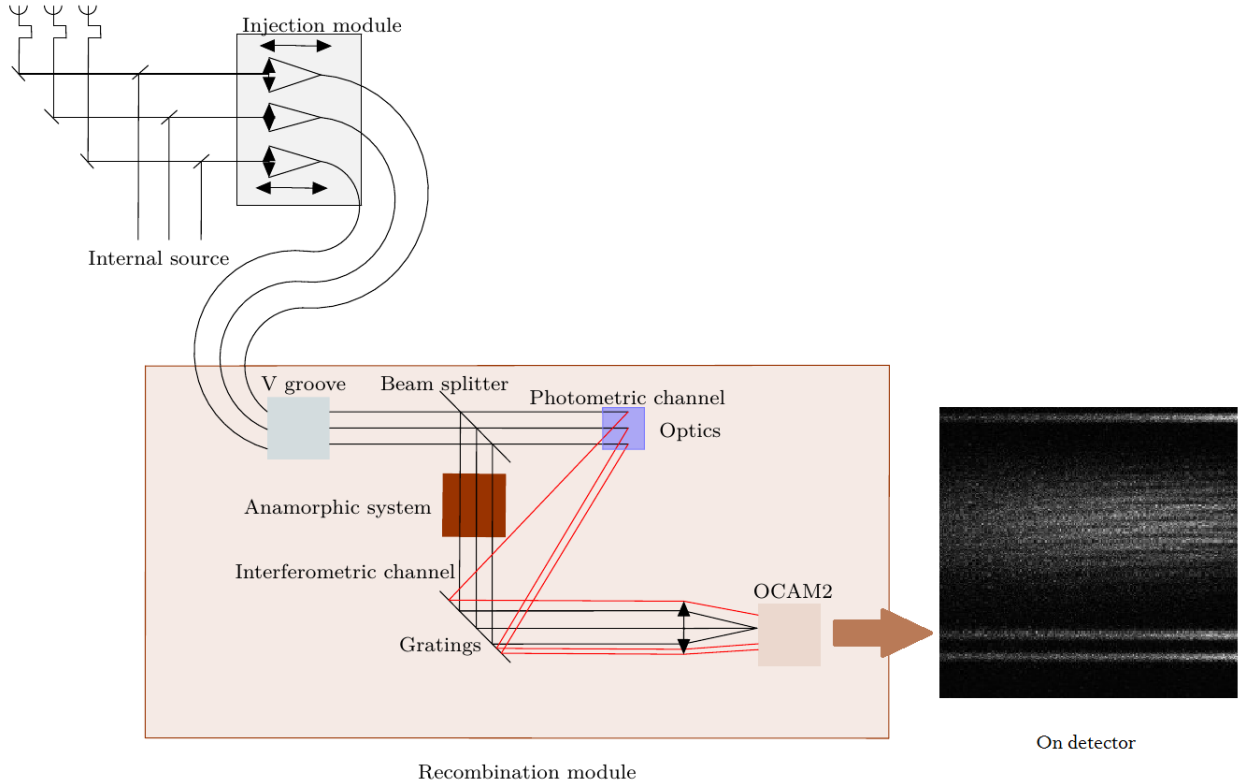


Figure 1: Overall diagram of the FRIEND instrument in CHARA and photo

spatial sampling on the detector. Finally all channels are spectrally dispersed by a grating and focused on the detector, a fast and low-noise EMCCD² called OCAM2.

In this paper, we present in Sect. 2 the numerical model of FRIEND, then the Data Reduction Software (DRS hereafter) in Sect. 3 and finally the results of the different tests performed to characterize the instrument which consists in the study of the birefringence (Sect. 4), the optimal detector integration time (Sect. 5), an estimation of a stellar diameter (Sect. 6) and closure phase (Sect. 7).

2. MODEL OF FRIEND

The main goal of this modeling is to understand how the detector works and to characterize it. The model intends also to generate simulated data in order to have an estimation of the performance of the instrument and to start the development of the pipeline.

2.1 Model of the fringes of interference

The modeling of FRIEND is developed in Python language. It is composed of different modules : a first one about the observed object (see table 1), a second one about the transmission and the injection in the fibers (see table 2) and a last one about the detector and the modeling of the noises (see tables 3, 4).

2.1.1 Modules of FRIEND

Observed object module:

The parameters of this module are given in table 1. We consider a star of magnitude m and producing a complex visibility on the different pairs of telescopes. The residual atmospheric piston between two telescopes is also considered.

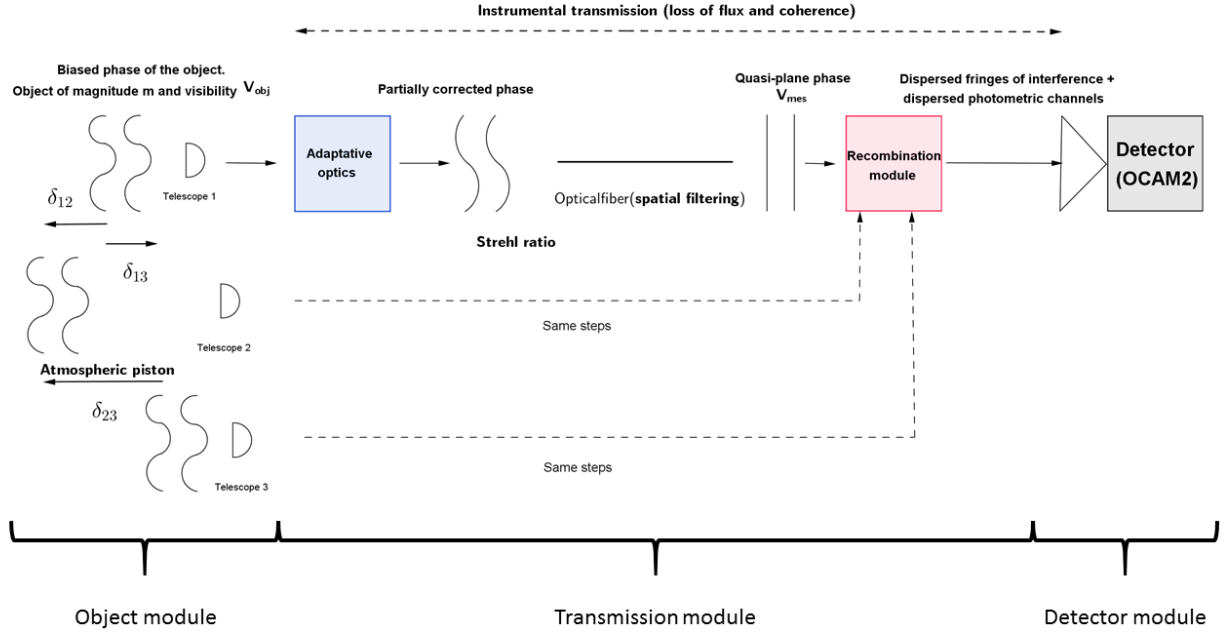


Figure 2: FRIEND model with the parameters included in bold.

m	Magnitude
$V_{obj,ij}$	Modula of the visibilities of the object for pair of telescopes i, j .
$\phi_{obj,ij}$	Phase of the object seen by the pair of telescopes i, j .
δ_{ij}	optical delay path (OPD hereafter) induced by the atmospheric piston between the telescopes i and j .
ϕ_0	$= 6.2 \cdot 10^7 \text{ ph}/\text{m}^2/\text{nm}/\text{s}$ the reference flux (magnitude=0).

Table 1: Parameters about the observed object module

Transmission module:

The parameters of the transmission module are given in table 2.

The beam of each telescope, corrected by adaptive optics, is injected in an optical fiber for transportation and spatial filtering. In the modeling, we assume that the fibers are perfectly aligned with the beams. The injection rate ρ_i of telescope i is function of the Strehl ratio S_i measured on telescope i via the relation $\rho_i = \rho_0 \cdot S_i^3$ with $\rho_0 = 0.8^4$ the maximum coupling factor between an Airy disk and the gaussian mode of the optical fiber (without central obstruction), S_i is the Strehl ratio measured for the telescope i .

The beams are collected at the entrance of the recombination module with a V-groove. In the recombination module, the beams are splitted into photometric and interferometric channels. The measured visibility V_{mes} for the pair of telescopes i, j is linked to the object visibility by the instrumental visibility V_{instr} (1).

$$V_{mes,ij}^2 = V_{instr,ij}^2 \times V_{obj,ij}^2 \quad (1)$$

V_{instr} represents the loss of coherence due to the atmospheric turbulence and the instrument.

Finally a grating is used to produce dispersed fringes and dispersed photometric channels on the detector.

N	Number of telescopes.
$surface_{telescope}$	Surface of one telescope (same for all).
Strehl ratio S_i	Includes the performance of the adaptative optics and the seeing.
instrumental transmission t_i	Different and independant for each beam.
$V_{instr,ij}$ for telescopes i, j	Depends on the alignment of the optics, etc.
λ	Transfer function of the instrument between telescopes i and j .
$\delta\lambda$	Wavelength of observation.
ρ_i	Spectral channel defined by the grating.
B_{ij}	Injection rate in the fiber of telescope i .
b_{ij}	Baseline between telescopes i and j .
	Reconfigured baseline of B_{ij} .

Table 2: Parameters about the transmission module

Detector module:

The detector of FRIEND is an EMCCD (Electron Multiplaying Charge-Coupled Device) OCAM2. The parameters of this module are given in table 3.

Size of the matrix of pixels	240x240 pixels
Quantum efficiency QE	0.9
Rated amplification gain	$G = 995$
Read-Out Noise	$RON < 1 e^-/px/frame$
DIT	Detector Integration Time (time exposure per frame).
N_{ph}	Number of photo-events from the observed object.

Table 3: Parameters of the detector OCAM2

The number of photo-events is defined by the parameters of the object and detector modules:

$$N_{ph} = QE \times surface_{telescope} \times \delta\lambda \times DIT \times 10^{-0.4m} \times \phi_0 \quad (2)$$

The detector sensitive area is divided in 8 parts with different read-out noise (RON hereafter) and amplification gain. For example the parts on the left and right side of the matrix have a RON twice higher than the RON of the central parts. Moreover, amplification gain is different between each part (due to the stochastic process of the amplification). Because of this difference of RON between the parts, for all the data (simulated or real one) presented in this paper, we only use the central parts. Besides, the beams are dispered by the grating in low resolution mode ($R = 400$) which represents a total spectral band of 120 nm centered on 690 nm. Consequently, we use a spectral band of 60 nm for all data presented in this paper.

The modeling of the detector mainly consists in the modeling of its noises, explained in section 2.2.

2.1.2 Interferometric equations

With all the parameters set in Sec.2.1.1, we can create the interferometric equation. CHARA/FRIEND is a Michelson-like interferometer whose baselines are reconfigured in the V-Groove by the optical fibers. Consequently, the object-image relationship is no longer a convolution.⁵ Assuming its diameter D is negligible compared to the length of the baseline B between two telescopes, the visibility is constant over $[\frac{B-D}{\lambda}, \frac{B+D}{\lambda}]$. Thus, the interferometric equation for N telescopes⁶ is approximated by :

$$I(\alpha, \lambda) \simeq \sum_{i=1}^N N_{ph} t_i \rho_i I_i(\alpha, \lambda) + 2 \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N N_{ph} \sqrt{t_i t_j} \sqrt{\rho_i \rho_j} \sqrt{I_i I_j}(\alpha, \lambda) V_{mes} \left(\frac{B_{ij}}{\lambda} \right) \cos \left(2\pi \frac{b_{ij} \cdot \alpha}{\lambda} + 2\pi \frac{\delta_{ij}}{\lambda} + \phi_{obj,ij} \right) \quad (3)$$

The noise-free simulated interferogram (Fig.4a) is created by computing this equation at every pixel (coordinates $(x, y) = (\lambda, \alpha)$). The horizontal axis is the spectral one, it is related to the wavelength λ . The vertical axis, called *spatial axis* is the angular position α of the intensity of the different photometric and interferometric channels. The spectral channel for one pixel is function of the spectral resolution set by the grating.¹

2.2 Noise modeling

The ideal interferogram presented in Fig. 4a is then degraded by the total chain of noise to create the final image presented on Fig.3. Each noise has its own probability distribution function (*PDF* hereafter).

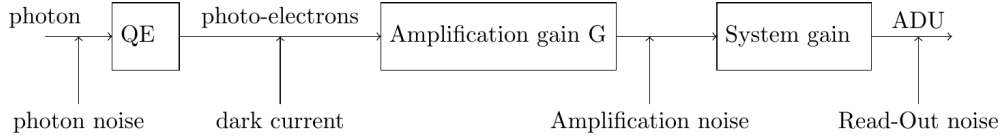


Figure 3: Block diagram of the detector

Noise	Properties
Photon noise	Poisson noise of parameter N_{ph} (number of photons per pixel)
Dark current	Poisson noise of parameter N_{dark} (number of dark electrons per pixel)
Amplification noise	The amplification of the signal is a stochastic process. It follows a Gamma law. ⁷ The scale factor is the gain set by the operator and the shape factor is the input signal.

Table 4: List of the noises used to model the detector

The different noises considered to model the detector are listed in table 4 and are used as follows: at the input of the amplification stage, we have electrons originating either from the entrance photon or from the dark current. Consequently, the input distribution is the convolution of the two distributions of photon noise and dark current.⁷ After that, the signal comes in the amplification stage and the output signal is a random value obtained from the Gamma distribution. Then, we convert the electrons into ADU with the system gain and we just add the read-out noise.⁷

Finally, we get simulated data which are similar to data given by FRIEND (Fig.4b with noise).

3. DATA REDUCTION SOFTWARE

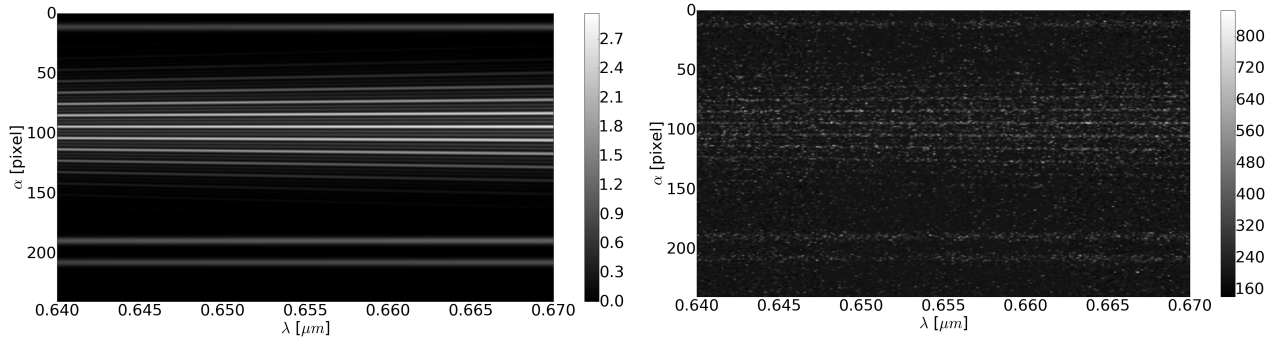
In this section, we will explain how the DRS is built and works. At this time, it processes the signal to get the squared visibility and the closure phase on the whole spectral band. In the future, it will be able to measure all interferometric observables (squared visibility, visibility, differential phase, closure phase) on narrow and large spectral bands.

3.1 Estimator of the squared visibility

3.1.1 Definition of the estimator

For clarity, we detail the case of an interferometer with 2 telescopes. The interferometric equation in the Fourier space (along spatial axis) is :

$$\tilde{I}(\vec{f}) = \tilde{I}_1(\vec{f}) + \tilde{I}_2(\vec{f}) + V_{mes} \left(\frac{B}{\lambda} \right) \cdot \left[\tilde{G}(\vec{f}) * \delta(f_\alpha - b/\lambda) \right] e^{i(2\pi\delta/\lambda + \phi_{obj})} + V_{mes} \left(\frac{B}{\lambda} \right) \cdot \left[\tilde{G}(\vec{f}) * \delta(f_\alpha + b/\lambda) \right] e^{-i(2\pi\delta/\lambda + \phi_{obj})} \quad (4)$$



a: Simulation of the image on the detector. Top : photometric channel 1, center : interferometric channel, bottom: respectively photometric channels 2 and 3. Horizontal axis : wavelength. Vertical axis: spatial position. Colorbar in photo-events

b: Simulated noisy interferogram. Colorbar in ADU

Figure 4: Respectively noise-free and noisy simulated data

where \tilde{I}_i is the Fourier transform of the intensity $N_{ph} t_i \rho_i I_i(\alpha, \lambda)$ from the i -th telescope *in the interferogram* (not in the photometric channels), $\vec{f} = (f_\lambda, f_\alpha)$ with f_λ is the wave number and f_α is the spatial frequency, and \tilde{G} is the Fourier transform of $N_{ph} \sqrt{t_i t_j} \sqrt{\rho_i \rho_j} \sqrt{I_i I_j}(\alpha, \lambda)$.

For every frame, we compute, in fact, the 2D-FFT then the Power Spectrum (PS hereafter) which consists in the squared modulus of the FFT and we average it over the frames. The 2D-FFT allows us to measure the Optical Path Delay (OPD hereafter) of the fringe-peaks.

In the Fourier space, the fringes of a baseline are represented as a peak whose energy (i.e integration over the peak) is proportional to the squared visibility :

$$\langle E \rangle = \langle |V_{mes}|^2 \rangle = \int_{\Delta f_\lambda} \int_{\Delta f_\alpha} \langle |\tilde{G}(f_\lambda, f_\alpha)|^2 \rangle df_\lambda df_\alpha \quad (5)$$

where $\langle E \rangle$ is the energy of the fringe-peak.

Moreover, the Parseval theorem gives :

$$\int_{\Delta f_\lambda} \int_{\Delta f_\alpha} \langle |\tilde{G}(f_\lambda, f_\alpha)|^2 \rangle df_\lambda df_\alpha = \int_{\Delta \lambda} \int_{\Delta \alpha} \langle |\sqrt{I_1 I_2}|^2 \rangle d\alpha d\lambda = \int_{\Delta \lambda} \int_{\Delta \alpha} \langle I_1 I_2 \rangle d\alpha d\lambda \quad (6)$$

Consequently, the estimator is :

$$\langle |V_{mes,ij}|^2 \rangle = \frac{\langle E_{ij} \rangle}{\int_{\Delta \lambda} \int_{\Delta \alpha} \langle I_i(\lambda, \alpha) I_j(\lambda, \alpha) \rangle d\alpha d\lambda} \quad (7)$$

where E_{ij} is the energy of the fringe-peak of the pair of telescopes i, j , $\Delta \lambda$ and $\Delta \alpha$ are respectively the concerned spectral band and the spatial width of the photometric channel.

$\langle E_{ij} \rangle$ is measured by a 2D-gaussian fit according to the non-linear least squares Levenberg-Marquardt algorithm.

The intensities I_i used in Eq. (7) are the contribution of beam to the interferogram, and cannot be measured

directly. Nevertheless, the photometric channels allow us to know the intensity of each beam projected on these channels. So we need to calibrate the contribution of each beam to the interferometric channel as a function of the measured contribution in the photometric ones. For this, we use a method already developed on PIONIER instrument : the kappa matrix $\kappa(\lambda)$.⁸ Besides, on FRIEND, the photometric channels do not disturb the others so the matrix is diagonal. In other word, if only one beam is opened, only the corresponding photometric channel and the interferometric one are enlightened. Consequently, we will consider the diagonal terms of the matrix $\kappa(\lambda)$ as coefficients defined as follow for the $i - th$ beam:

$$\kappa_i(\lambda) = \frac{I_i(\lambda)}{P_i(\lambda)} \quad (8)$$

where I_i is the contribution of the beam i in the interferometric channel and P_i its contribution in the photometric one.

For each beam, we obtain the shape of the gaussian distribution on the interferometric channel on the detector and we measured the ratio of the intensities between the interferometric channel and the corresponding photometric one (see Eq.(8)). The pattern of the beam is determined by the fibers, lab test is enough to get it once and for all. On one slice of pixel, thus at one given wavelength, this pattern is a gaussian. The ratio may vary during the time so we need to measure it for each observed star, using a sequence of shutters on the different beams. The kappa matrix is computed for all spectral channels.

Finally, our estimator is given by :

$$\langle |V_{mes,ij}|^2 \rangle = \frac{\langle E_{ij} \rangle}{\int_{\Delta\lambda} \kappa_i(\lambda)\kappa_j(\lambda) \int_{\Delta\alpha} \langle P_i(\lambda, \alpha)P_j(\lambda, \alpha) \rangle d\alpha d\lambda} \quad (9)$$

where P_i is the intensity of the i -th telescope measured on its photometric channel.

3.1.2 Signal processing

The first step is to compute a mean dark and the amplification gain map. Indeed, as said in section 2.1.1, the matrix is divided in 8 parts with different amplification gains.

The method to estimate the amplification gain is explained in section 3.1.3. Then, for every frame, we do the following operation :

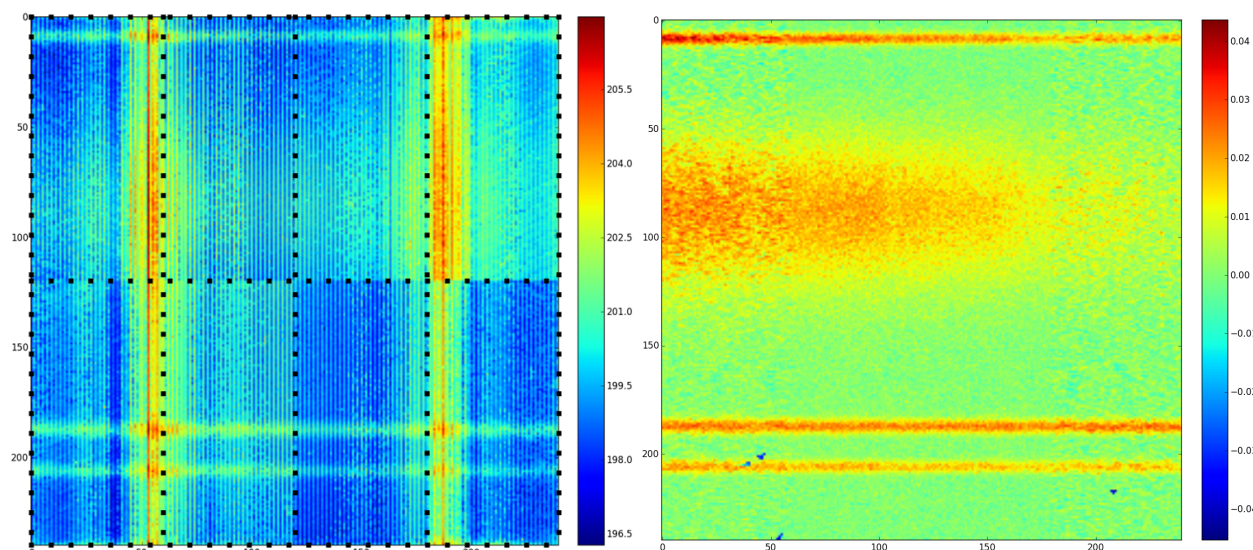
$$frame = \frac{raw - \langle dark \rangle}{G} \quad (10)$$

where raw is the raw signal from the detector, $\langle dark \rangle$ is the mean dark and G the amplification gain map (see Sec.3.1.3).

The result is given in Fig.5. In Fig.5a, the 8 parts of the detector are in dotted line. In Fig.5b, the signal is very clean after this first treatment.

At this stage, the pipeline is divided in two ways:

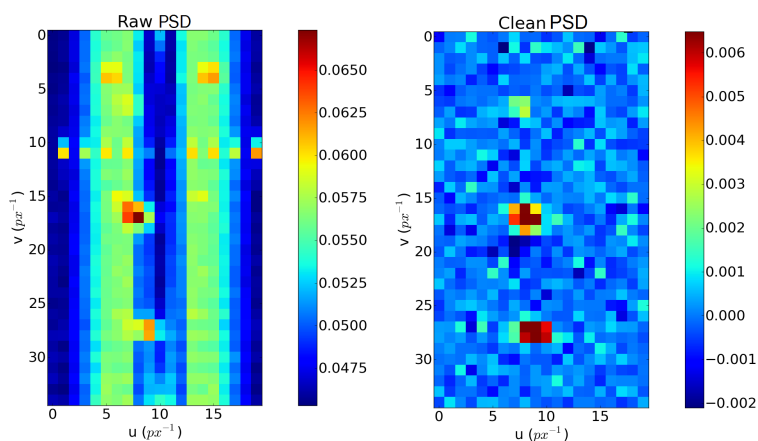
- 1) we compute a 2D FFT for the interferometric channel on the given spectral band, for every frame. And we compute the PS. This PS is averaged over the frame. Because the mean dark loses the temporal variation of the dark, some artefacts appear on the PS. To remove them, we have to compute in the same way the mean PS of the dark. Thus we subtract the PS of the dark to the PS of the data. Another noise is still present: the photon noise. To remove it, we need the PS of no-fringe data from which we compute its PS in the same way as the others. Then, we subtract the PS of the no-fringe data to our data. The result is given in Fig.6. Finally, we just have to measure the energy over the fringe-peak as explained in section 3.1.1.



a: Raw image from the detector

b: Clean image from the detector

Figure 5: Respectively before and after the cosmetic step. Horizontal axis: wavelength (pixels). Vertical axis: spatial position (pixels)



a: Raw PS of the fringe peaks b: Clean PS of the fringe peaks

Figure 6: Respectively before and after the signal processing of the PS

2) the photometry is computed. We have to deal with three aspects : the beam shape, the spectrum and the intensity per spectral channel. We have the pattern from laboratory measurements. By integrating along the spatial axis for each photometric channel, we get the spectrum. We shape the pattern per spectral channel with the spectrum and we normalize the pattern on the area of the interferometric channel. The kappa matrix (see Section 3.1.1) is ready.

Then, we measure the intensity of each photometric channel along the spectral band, the kappa matrix is applied on it. Finally, we have the photometries in the interferometric channel. We just have to compute the denominator of the estimator (9).

We first test the pipeline on simulated data. We simulate an object of magnitude 0 which is not resolved so its squared visibility is equal to 1. The instrumental transmission is estimated at 0.2%. The strehl ratio is estimated to 0.091, we are in the case with no correction by the adaptative optics and no temporal variation of the atmospheric turbulence. This value has been estimated with the CHARA's wavefront sensor simulator⁹ with typical weather conditions at CHARA. The set of data is composed of 6000 frames with a time exposure per frame of 5 ms so the total observation time is 30 seconds. The dark current is set to $0.1 e^-/px/frame$.

3.1.3 Estimation of the amplification gain

With an EMCCD, we can estimate the amplification gain via the dark current. In our case, the matrix is divided in 8 parts so we need to estimate 8 amplification gains. For this purpose, we acquire several thousands darks to get a correct statistics. Then, we subtract to each frame the averaged dark computed all over these frames. Thus, we build either the histogram of the distribution of the dark current¹⁰¹¹¹², or the histogram of the integral dark signal distribution¹⁰¹² if the dark signal is too scattered which makes a model fitting harder to do. We choose to compute the integral dark signal distribution (see Fig.7).

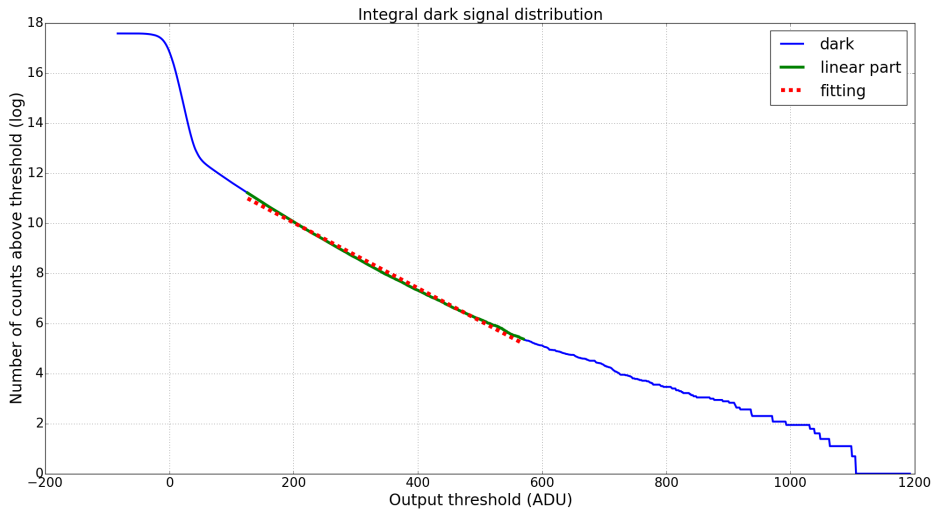


Figure 7: Integral dark signal distribution of one part of the detector

The "linear" part of the distribution (on a logarithmic scale), as shown on Fig.7, can be fitted by :

$$\log(N_d(T)) = \log(S_{dark}) + \log(\Sigma) - T/G \quad (11)$$

where $N_d(T)$ is the number of pixels above the threshold T , S_{dark} is the averaged dark on the part of the detector, Σ is the total number of pixels use to make the distribution, T is the threshold and G is the amplification gain.

The figure 7 shows the histogram of the integral dark signal distribution (as solid line) of one of the 8 parts of the detector and the fit performed (as dashed line) with the Eq.(11). We do such graphics for the 8 parts, they have the same shape but the slope of the fitted portion may change because of the variation of the amplification gain from one part to another one.

3.2 Closure phase

The last item implemented in the DRS at this time is the estimation of the closure phase. To do so, we rely on the Basden et al.'s article.¹³ The theoretical bispectrum is a triple correlation given, in the Fourier space, as:

$$B_{0,u,v} = C_u C_v C_{u+v}^* \quad (12)$$

where $B_{0,u,v}$ is the bispectrum, u, v are the position of the first two fringe-peaks, C_u, C_v are respectively the discrete Fourier transform of the first and the second fringe-peaks and C_{u+v}^* represents the complex conjugate of the third one. The Fourier transform is computed over the same spectral band as the squared visibility. In our case, since we know the position in the Fourier space of the fringe-peaks along the spatial axis, we just have to compute the bispectrum along the spectral axis of each one. This gives us a 2-dimension bispectrum as presented in Eq.(12).

According to this article,¹³ the estimated bispectrum from EMCCDs is given as :

$$B_{u,v} = B_{0,u,v} + \alpha (|C_u|^2 + |C_v|^2 + |C_{u+v}|^2) - \beta N \quad (13)$$

where $|C_u|^2$ is the PS for the fringe-peak at position u and N is the average flux of photons on the interferometric channel. α and β are corrective coefficients which depend on the noise statistics and regime flux¹³ (e.g from low (photo counting) to high). It corresponds to an offset in the raw bispectrum. It is important to notice only the real part of the bispectrum is biased. Hereafter, every bias issue about the estimator of the bispectrum will only deal with the real part.

This estimation relies on the hypothesis of an Analog thresholding strategy¹³ and the signal is divided by the mean amplification gain.

The raw and biased bispectrum given by FRIEND is shown in Fig.8a. The structures such as vertical and horizontal lines as well as the diagonal ones, seen in the biased bispectrum, correspond to the term with the PS of the fringe-peaks (multiplied by α) as shown in Fig.8b.

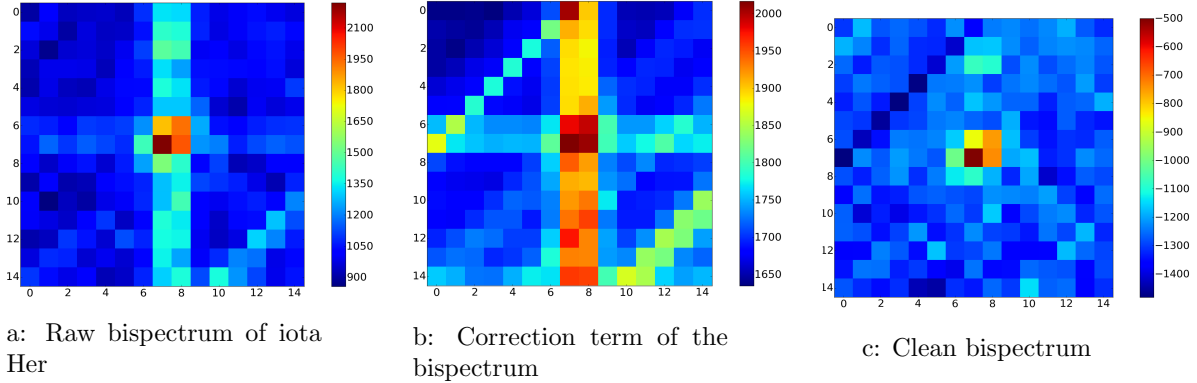


Figure 8: Different steps of process of the bispectrum of iota Herculis

We tried to reproduce the work done by Basden et al where $\alpha = 2$ is given. We had some issues about the correction by the PS: the factor α changes with the data (see Section 7). Although we use the Analog thresholding strategy described by Basden et al.,¹³ we have several amplification gains whereas Basden et al. only used one. This difference seems to be significant enough to prevent us from using the Eq.(13). Consequently, we followed the advices of Basden et al. in case of an unknown situation: find the correct factor α on our own.

For this purpose, we consider the sum of the PSs as a correction term (see Eq.(14)) so the computed bispectrum $B_{1,u,v}$ is linked to the desired one $B_{0,u,v}$ and to the factor α we look for by Eq.(15). The desired bispectrum is

given by Eq.(16). We look for the value of α which minimizes the variance of the background noise around the peak in the bispectrum $B_{0,u,v}$. To do so, we build a map of the variance of the background noise of the corrected bispectrum in function of the factor α . Then we pick up the value of the factor which minimizes the variance and we use it to compute the final clean bispectrum. The result is shown on Fig.8c.

$$Corr = (|C_u|^2 + |C_v|^2 + |C_{u+v}|^2) \quad (14)$$

$$B_{1,u,v} = B_{0,u,v} + \alpha Corr - \beta N \quad (15)$$

$$B_{0,u,v} = B_{1,u,v} - \alpha Corr + \beta N \quad (16)$$

Once the bispectrum is unbiased, we have to compute the closure phase. We assume the signal in the bispectrum is a 2D-gaussian whose the amplitude is complex plus an offset to deal with the βN term. From that, we have to get the real and imaginary parts of the amplitude and compute the closure phase $\Delta\phi$ as follows:

$$\Delta\phi = atan\left(\frac{A_r}{A_i}\right) \quad (17)$$

where A_r, A_i are respectively the imaginary and real parts of the amplitude of the peak in the bispectrum.

We get the complex amplitude in three steps.

The first one consists in computing the modulus of the bispectrum in order to get the parameters in the exponential of the 2D-gaussian by a model fitting. The second one concerns the estimation of the amplitude of the 2D-gaussian in the real part of the bispectrum. We do this by another model fitting where we fit a 2D-gaussian whose all parameters are known except the amplitude and the offset βN . The last step deals with the imaginary part in the same way. Finally, we apply the Eq.(17).

We do a first test of this method with the same set of simulated data as used in section 3.1.2. We expect a closure phase equals to 0 and we found the closure phase $\Delta\phi = -0.03 \pm 0.11^\circ$

The application of this method is exposed in section 7.

4. STUDY OF THE BIREFRINGENCE

4.1 Characterization of the birefringence

With a fibered combiner, it is mandatory to control and compensate the birefringence of the optical fibers to avoid contrast losses and an overall degradation of the performance. Each direction of polarization generates its own interferogram but the birefringence of the fibers generates a non perfect superposition,¹⁴ leading to a fringe smearing and a visibility decrease. The first step is thus to characterize our system and, if necessary, to implement one solution to improve the instrumental visibility.

During an on-site observation in September 2015, we performed laboratory tests to characterize the internal polarization of the instrument. For that purpose, we used the internal source of the instrument VEGA¹⁵ and added a polarization filter between the V-groove and the beam splitter as shown in Fig.9.

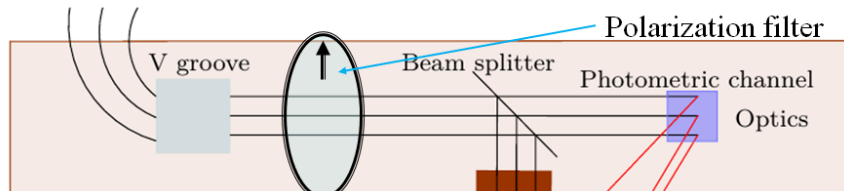


Figure 9: Location of polarization filter

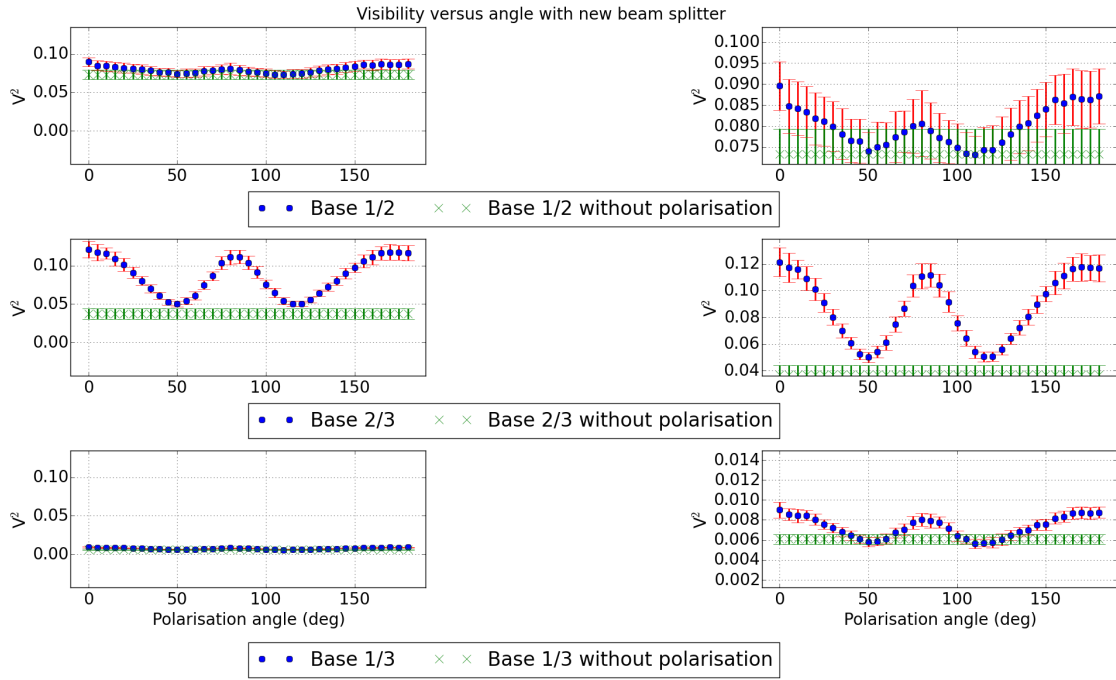


Figure 10: Squared visibility versus polarization angle. Green crosses: V^2 without polarization filter; Blue dots: V^2 with polarization filter

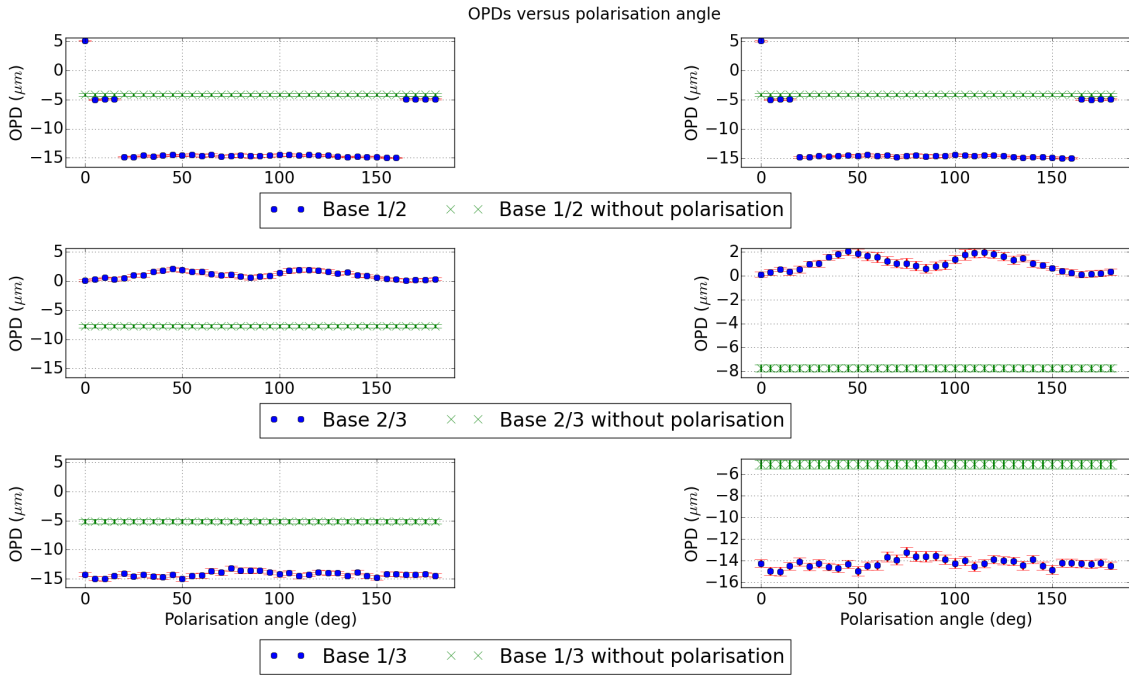


Figure 11: OPDs versus polarization angle. Green crosses: OPD without polarization filter; Blue dots: OPD with polarization filter

For different angles of the polarization filter, we measured the squared visibility and the OPDs. The results

are shown in Fig.10 and 11 for the three FRIEND internal baselines.

In figure 10, the squared visibility exhibits a modulation with the polarization angle. The modulation is also clearly seen on the OPD plot in figure 11. At the maximum of the modulation the squared visibility is increased by a factor 3 (see base 2/3) but we lost half of the flux, as one of the polarization is blocked. On the minima, the two interferograms scramble each other and thus the squared visibility is highly decreased.

4.2 Improvement of the instrumental visibility

The first solution to maximize the instrumental visibility is to put a polarization filter at the correct angle. But the counterpart is the loss of the half of the flux, one magnitude. A solution to this problem has been recently developed for the VLTI/PIONIER instrument¹⁶ : a compensation of the differential OPD between the fibers by the introduction of plates of α BBo (Barium Borates) in our case (VLTI/PIONIER uses Lithium niobate plates). This material has a good transmission in the visible and we plan to install such a correction in the coming months on FRIEND. These plates will be adjusted in orientation for compensating the delays induced by the optical fibers for every beams. They will be located just before the shutters (Fig.12).

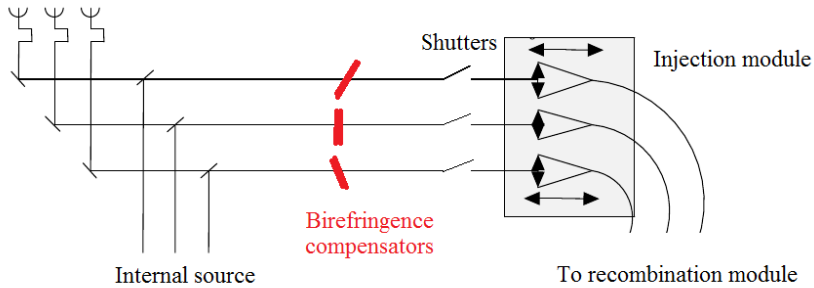


Figure 12: Location of α BBO plates

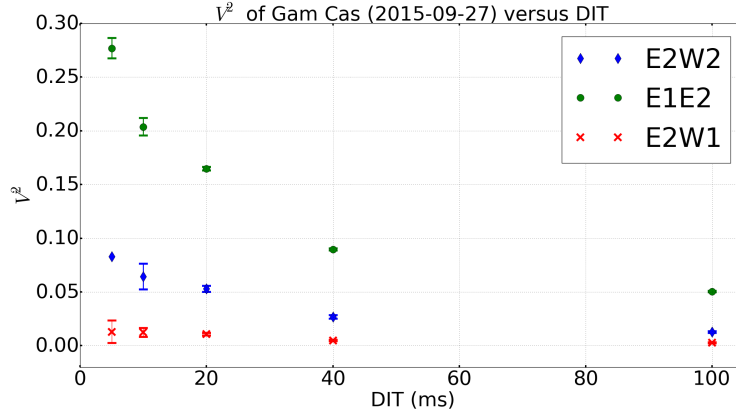
5. OPTIMAL DETECTOR INTEGRATION TIME

In this section we present our results on the determination of the optimal Detector Integration Time (DIT) to reach the better Signal-to-Noise Ratio (SNR) on the fringes. The SNR is defined as the ratio between the high frequency energy and the standard deviation of the background noise. The obvious balance is between the atmospheric turbulence which blurs the fringes on long exposure time and the increase of the DIT to record more photons in a single frame. We observed γ Cassiopeia with different DITs (5, 10, 20, 40 and 100 ms). The r_0 of the night was between 2 and 4 cm. For each sequence, we computed the squared visibility and the SNR. The results are shown in Fig. 13a and Fig. 13b.

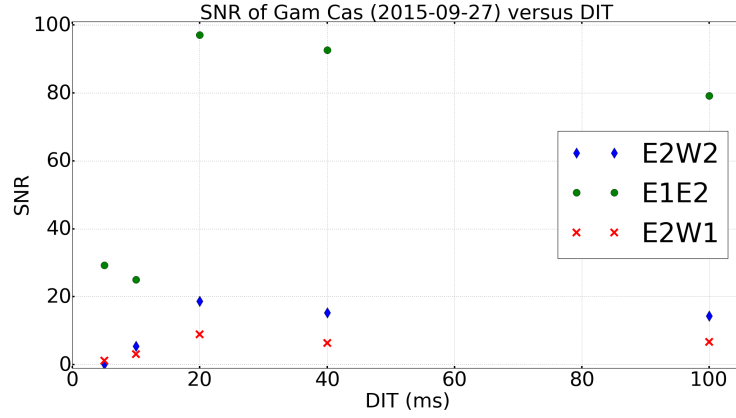
In figure 13a, we see that even with a DIT of 100 ms, fringes can be measured, the price being however a strong decrease of the squared visibility. Besides, on figure 13b, we see that the SNR presents a maximum at 20 ms for every baselines. It is obvious on E1E2 which is the shortest one. The standard value of the coherence time τ_0 on the site of CHARA is between 5 and 10 ms. So we have $DIT_{opt} \simeq 2\tau_0$, in agreement with previous estimation¹⁷ and a DIT of 20 ms has then been adopted for the optimal operation of FRIEND, at first sight. Indeed, in case of very good seeing, we will set a new DIT.

6. FIRST ESTIMATION OF A STELLAR DIAMETER

One important step for the commissioning of a new instrument is the measurement of a known stellar diameter. We choose δ Cassiopeia as science target and ζ Cassiopeia as calibrator. As the observations were performed before getting the result presented in 5, the DIT was set to 10 ms. The observing conditions were really poor with an average r_0 around 2 cm. The magnitudes of δ Cas and ζ Cas in R-band are respectively 2.5 and 3.7. Because of the poor conditions, the injection was highly degraded and, for the calibrator, we were almost at the limit of the sensitivity of FRIEND, with photometric channels dominated by the dark current. Some blocks



a: Squared visibilities versus DIT on γ Cas for three CHARA baselines



b: SNR versus DIT on γ Cas for three CHARA baselines

Figure 13: Study of the influence of the DIT over the performance of FRIEND

recorded on the calibrator cannot be used and we finally decided to discard one observation of δ Cas, which was impossible to calibrate (only one observation of ζ Cas more than two hours after the observation of δ Cas, the first observation 90 minutes before being almost unusable). To improve the signal to noise ratio, especially on the photometric channels, we performed a binning over 4 frames to reach an integration time of 40 ms.

6.1 Estimation of the instrumental visibility

The CHARA baselines were E1E2 (66 m), E2W2 (156 m) and E1W2 (222 m). The observations of the calibrator are used to compute the transfer function, using the estimated Uniform Disk angular diameter in the R band given by the JSDC catalog,¹⁸ i.e. 0.284 ± 0.02 mas. Results are shown in Fig.14. Unfortunately, with the longest baseline, the SNR was not sufficient for a correct measure of the transfer function. So the measurements on this base were also dropped out.

On Fig. 14, the squared instrumental visibility $|V_{inst}|^2$ is represented by the red dashed line. It has been obtained by a first order polynomial fit of the calibrator measurements divided by the expected squared visibility. We can also notice the stability of the instrumental visibility during the three hours of acquisition although the low r_0 (2 cm)

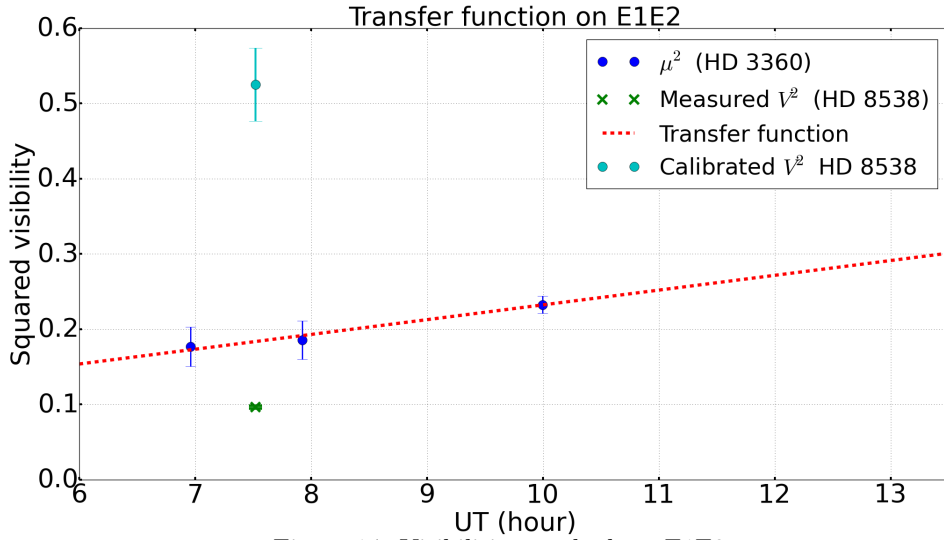


Figure 14: Visibilities on the base E1E2

6.2 Estimation of a stellar diameter and faint visibilities

On Fig. 15, we present the calibrated measurements of δ Cas as a function of the spatial frequency, as well as the result of the fit by a model of uniform disk.

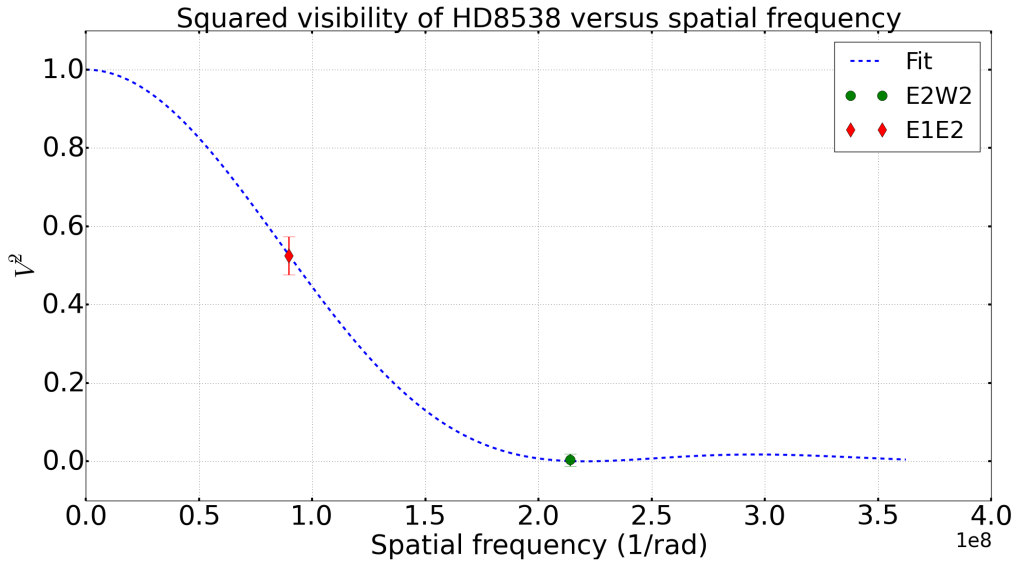


Figure 15: Observed V^2 of HD8538 and best UD model

We found a diameter of 1.14 ± 0.01 mas, which fits correctly with the JSDC¹⁸ estimation of 1.22 ± 0.09 mas. It's clear that this result is not completely satisfactory but it presents a first verification of the instrument, from the instrumental principle to the data acquisition and the data processing. More tests are programmed. They will include several calibrators spread over the whole night for a much better determination of the transfer function.

7. CLOSURE PHASE

First of all, at this time, we do not have adequate data for the closure phase, such as the observations of a binary system. Nevertheless, we observed in July 2015 ι Herculis without resolving it. So we expect a closure phase equal to 0. To process the signal, we start with the same strategy as for the squared visibility i.e., for each frame, we use the whole spectral band to apply the Eq.(10). Then we compute the Fourier transform and its conjugate and thus we identify each fringe-peak out and we apply the equation (12). In addition, we compute the sum of the PS of each fringe-peak and sum them (see Eq.(14)). After that, we average over the series of frames. Then we apply the method explained in section 3.2. On Fig.8c, we can see an artefact above the central peak, it may come from the product (in the Fourier space) between a fringe-peak and an artefact in the background of the PS. In any case, it does not bother the process of the signal.

We find that $\alpha = 1.35$ and the closure phase :

$$\Delta\phi = 4 \pm 2^\circ \quad (18)$$

The small bias in our closure phase determination may be due to the fact that this measurement is not calibrated. Even if closure phase is not influenced by the atmosphere turbulence, it is influenced by instrumental effects such as polarization in the fibers. Nevertheless, this result is encouraging but we should clearly continue the tests during a dedicated run.

8. CONCLUSION AND PROSPECTS

The numerical description of the FRIEND prototype, currently installed at CHARA, has allowed the generation of simulated data and the development of the data reduction pipeline. Understanding the special features of the EMCCD detector has been an important goal to improve the overall performance of the instrument. Moreover, this work has permitted to set the optimal observing strategy:

- i) all shutters close (dark);
- ii) shutters opened one by one (kappa matrix);
- iii) all shutters open and OPD null (fringe data);
- iv) all shutters open and out of fringe (background of the PS).

Furthermore, correcting the birefringence of the fibers with a PIONIER-like solution, is also of prime importance for the stability and the optimization of the transfer function. Finally we demonstrate that, in terms of signal to noise ratio, a detector integration time of 20ms is well adapted to the average seeing conditions at Mount Wilson.

The first on-sky tests with the FRIEND prototype have been concluded with a determination of a stellar diameter and preliminary closure phase measurements.

REFERENCES

- [1] Berio, P., Bresson, Y., Clause, J. M., Mourard, D., Dejonghe, J., Duthu, A., Lagarde, S., Meiland, A., Perraut, K., Tallon-Bosc, I., Nardetto, N., Spang, A., Bailet, C., Marcotto, A., Chesneau, O., Stee, P., Feautrier, P., Balard, P., and Gach, J. L., “Long baseline interferometry in the visible: the friend project,” *spie* **9146**, 914616 (July 2014).
- [2] Daigle and al., “Extreme faint flux imaging with an emccd,” *Publication of the astronomical society of the pacific* , 121:866–884 (aug 2009).
- [3] Coudé du Foresto, V., Faucherre, M., Hubin, N., and Gitton, P., “Using single-mode fibers to monitor fast Strehl ratio fluctuations. Application to a 3.6 m telescope corrected by adaptive optics,” *aaps* **145**, 305–310 (Aug. 2000).

- [4] Ruilier, C., “A study of degraded light coupling into single-mode fibers,” in [*Astronomical Interferometry*], Reasenberg, R. D., ed., *spie* **3350**, 319–329 (July 1998).
- [5] Tallon, M. and Tallon-Bosc, I., “The object-image relationship in Michelson stellar interferometry,” *aap* **253**, 641–645 (Jan. 1992).
- [6] Tatulli, E., *Traitement du signal en interférométrie monomode dans le cadre du projet AMBER. Application à l’observation interférométrique de l’environnement*, PhD thesis, Université Grenoble I (2004).
- [7] Hirsch, Wareham, and al., “A stochastic model for electron multiplication charge-coupled devices from theory to practice,” *PLOS One* (jan 2013).
- [8] Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., Zins, G., Haguenaue, P., Jocou, L., Kern, P., Millan-Gabet, R., Traub, W., Absil, O., Augereau, J.-C., Benisty, M., Blind, N., Bonfils, X., Bourget, P., Delboulbe, A., Feautrier, P., Germain, M., Gitton, P., Gillier, D., Kiekebusch, M., Kluska, J., Knudstrup, J., Labeye, P., Lizon, J.-L., Monin, J.-L., Magnard, Y., Malbet, F., Maurel, D., Ménard, F., Micallef, M., Michaud, L., Montagnier, G., Morel, S., Moulin, T., Perraut, K., Popovic, D., Rabou, P., Rochat, S., Rojas, C., Roussel, F., Roux, A., Stadler, E., Steff, S., Tatulli, E., and Ventura, N., “PIONIER: a 4-telescope visitor instrument at VLTI,” *AAP* **535**, A67 (Nov. 2011).
- [9] Che, X., Sturmman, L., Monnier, J. D., Ten Brummelaar, T. A., Sturmman, J., Ridgway, S. T., Ireland, M. J., Turner, N. H., and McAlister, H. A., “Optical and Mechanical Design of the CHARA Array Adaptive Optics,” *Journal of Astronomical Instrumentation* **2**, 1340007 (2013).
- [10] Feautrier, P., Gach, J.-L., Balard, P., Guillaume, C., Downing, M., Hubin, N., Stadler, E., Magnard, Y., Skegg, M., Robbins, M., Denney, S., Suske, W., Jorden, P., Wheeler, P., Pool, P., Bell, R., Burt, D., Davies, I., Reyes, J., Meyer, M., Baade, D., Kasper, M., Arsenault, R., Fusco, T., and Diaz Garcia, J. J., “OCam with CCD220, the Fastest and Most Sensitive Camera to Date for AO Wavefront Sensing,” *PASP* **123**, 263–274 (Mar. 2011).
- [11] Garcia, E. V., Muterspaugh, M. W., van Belle, G., Monnier, J. D., Stassun, K. G., Ghasempour, A., Clark, J. H., Zavala, R. T., Benson, J. A., Hutter, D. J., Schmitt, H. R., Baines, E. K., Jorgensen, A. M., Strosahl, S. G., Sanborn, J., Zawicki, S. J., Sakosky, M. F., and Swihart, S., “VISION: A Six-Telescope Fiber-Fed Visible Light Beam Combiner for the Navy Precision Optical Interferometer,” *ArXiv e-prints* (Dec. 2016).
- [12] Basden, A. G., Haniff, C. A., and Mackay, C. D., “Photon counting strategies with low light level ccds,” *MNRAS* **345**, 985–991 (Nov. 2003).
- [13] Basden, A. G. and Haniff, C. A., “Low light level CCDs and visibility parameter estimation,” *MNRAS* **347**, 1187–1197 (Feb. 2004).
- [14] Lazareff, B., Le Bouquin, J.-B., and Berger, J.-P., “A novel technique to control differential birefringence in optical interferometers. Demonstration on the PIONIER-VLTI instrument,” *AA* **543**, A31 (July 2012).
- [15] Mourard, D., Clause, J. M., Marcotto, A., Perraut, K., Tallon-Bosc, I., Bério, P., Blazit, A., Bonneau, D., Bosio, S., Bresson, Y., Chesneau, O., Delaa, O., Hénault, F., Hughes, Y., Lagarde, S., Merlin, G., Roussel, A., Spang, A., Stee, P., Tallon, M., Antonelli, P., Foy, R., Kervella, P., Petrov, R., Thiebaut, E., Vakili, F., McAlister, H., ten Brummelaar, T., Sturmman, J., Sturmman, L., Turner, N., Farrington, C., and Goldfinger, P. J., “VEGA: Visible spEctroGraph and polArimeter for the CHARA array: principle and performance,” *AA* **508**, 1073–1083 (Dec. 2009).
- [16] Lazareff, B., Le Bouquin, J.-B., and Berger, J.-P., “A novel technique to control differential birefringence in optical interferometers. Demonstration on the PIONIER-VLTI instrument,” *AA* **543**, A31 (July 2012).
- [17] Buscher, D., “Optimizing a ground-based optical interferometer for sensitivity at low light levels,” *MNRAS* **235**, 1203–1226 (Dec. 1988).
- [18] Lafrasse, S., Mella, G., Bonneau, D., Duvert, G., Delfosse, X., Chesneau, O., and Chelli, A., “Building the ‘JMMC Stellar Diameters Catalog’ using SearchCal,” in [*Optical and Infrared Interferometry II*], *spie* **7734**, 77344E–77344E–11 (July 2010).

ARTICLE : *Fibered visible interferometry and adaptive optics : FRIEND at CHARA*

Référence : Martinod, M. A., Berio, P., Mourard, D., & Perraut., A&A, accepté en juillet 2018.
DOI : <http://www.doi.org/10.1051/0004-6361/201731386>.

Résumé : Cet article, publié à la fin de la thèse, est conçu comme étant la référence sur FRIEND. Il présente la structure de l'instrument, les estimateurs de la visibilité et de la clôture de phase ainsi que de leurs erreurs. Il aborde également la réduction des données en détaillant plus le formalisme mathématique que [Martinod et al. \(2016\)](#). Le cœur de l'article consiste à l'évaluation de ses performances à travers une analyse du RSB de FRIEND en vue d'extrapoler les performances d'un futur instrument, la caractérisation des fibres optiques (biréfringence et interface avec l'OA) et l'observation de ζ Ori A qui achève de montrer la fiabilité des mesures de FRIEND. Cet article montre que la combinaison de l'OA, des fibres optiques et des EMCCD permettra aux futurs instruments fibrés visibles, qui sont présentés par [Mourard et al. \(2017\)](#) et [Millour et al. \(submitted 2018\)](#), de remplir leurs objectifs.

Fibered visible interferometry and adaptive optics: FRIEND at CHARA

M. A. Martinod¹, D. Mourard¹, P. B erio¹, K. Perraut², A. Meilland¹, C. Bailet¹, Y. Bresson¹, T. ten Brummelaar³, J. M. Clausse¹, J. Dejonghe¹, M. Ireland⁴, F. Millour¹, J.D. Monnier⁵, J. Sturmann³, L. Sturmann³, and M. Tallon⁶

¹ Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France

² Université Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

³ CHARA Array, Mount Wilson Observatory, Mount Wilson, CA 91023, USA

⁴ Research School of Astronomy & Astrophysics, Australian National University, Canberra, ACT 2611, Australia

⁵ Department of Astronomy, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA

⁶ Université de Lyon, Université Lyon 1, Ecole Normale Supérieure de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, F-69230, Saint-Genis-Laval, France

Received July 24, 2018

ABSTRACT

Aims. In the context of the future developments of long baseline interferometry at visible wavelengths, we have built a prototype instrument called FRIEND based on single mode fibers and a new generation EMCCD detector. Installed on the CHARA array, it aims at estimating the performance of a fibered instrument in the visible when coupled with telescopes equipped with adaptive optics in partial correction.

Methods. We observed different sequences of targets and reference stars to study the compensation of the birefringence of the fibers, the coupling efficiency in various conditions of correction, and to calibrate our numerical model of signal to noise ratio. We also used a known binary star to demonstrate the reliability and the precision of our squared visibility and closure phase measurements.

Results. We firstly present a reliable and stable solution for compensating the birefringence of the fibers with an improvement by a factor 1.5 of the instrumental visibility. We then demonstrate an improvement by a factor 2.5 to 3 of the coupling efficiency when using the LABAO systems in closed loop. The third results of our paper is the demonstration of the correct calibration of the parameters of our signal to noise ratio estimator provided the correct Excess Noise Factor of EMCCD is correctly taken into account. Finally with the measurements of the angular separation, difference of magnitude and individual diameters of the two components of ζ Ori A, we demonstrate the reliability and precision of our interferometric estimators, and in particular a median residual on the closure phase of 1.2° .

1. Introduction

In the last decade, the landscape of optical interferometry has radically changed. The VLTI (Glindemann et al. 2004) and the CHARA (ten Brummelaar et al. 2005) arrays are operated as large open facilities, MROI (Armstrong et al. 2016) is in a construction phase and NPOI (Armstrong et al. 1998) is progressively evolving toward enhanced imaging capabilities. Adaptive Optics (AO) is being installed on the small telescopes of the VLTI and of the CHARA array so as to correct the wavefront on the whole telescope pupil and push the sensitivity of their interferometric mode. Finally, new horizons are open with the recent operation of fringe tracking at kilohertz speed to compensate for real-time atmospheric piston variations and allow minute-long integration times on science targets (Gravity Collaboration 2017). All these developments have already led to a rich harvest of scientific results, including first images of stellar surface (Roettenbacher et al. 2016; Ohnaka et al. 2017) and first large programs at high angular resolutions (Boyajian et al. 2012; Lazareff et al. 2017), bringing new constraints for stellar physics.

The determination of fundamental parameters of stars (radius, effective temperature, mass and age) is of paramount importance in Astrophysics, in particular to understand the properties and the formation of exoplanets, to improve our understanding of the physical processes in stars, and to study the structure and evolution of our Galaxy. The immense majority of stars have

angular diameters of tenths to tens of milliseconds of arc, well beyond the diffraction limit of the largest telescopes including the future ELT. Only long-baseline optical interferometry can provide an accurate angular diameter of these stars and allow us to derive relationships useful in extending our knowledge to a larger number of stars, at distances too far to accurately resolve their sizes. Using visible wavelengths is a good way to increase the angular resolution without longer baselines. Three visible instruments are in operation today: NPOI/VISION, a 6T fibered combiner working with small apertures (Garcia et al. 2016), CHARA/PAVO, a 3T pupil-plane combiner with low spectral resolution (Ireland et al. 2008), and CHARA/VEGA, a 4T multimode combiner with medium and high spectral resolution (Mourard et al. 2009).

To go further, visible long-baseline interferometry is now implementing single mode guided optics for taking benefit of spatial filtering. Combined with adaptive optics and fast and low noise detectors, it opens very interesting possibilities. This scheme is used for a long time in the infrared (e.g. AMBER (Weigelt et al. 2016), PIONIER (Wittkowski et al. 2017), GRAVITY (Gravity Collaboration 2017)). A first attempt of single mode interferometry in the visible was performed with IOTA/SMART (Monnier et al. 2003) but it had to deal with huge injection fluctuations. NPOI/VISION is the first fibered visible combiner to be used, with 6 apertures of 12 cm which do not require AO systems. Our group in Nice has recently de-

veloped a prototype called Fibered spectrally Resolved Interferometer - New Design (FRIEND) (Berio et al. 2014; Martinod et al. 2016) installed at the CHARA Array. The arrival of AO on CHARA (ten Brummelaar et al. (2014), Che et al. (2014)) and the well known limitations of VEGA (Mourard et al. 2012) due to the multimode regime and the photon counting intensified CCD have driven the conceptual design of FRIEND. This prototype aims at studying the potential of using EMCCD detectors and of coupling single mode optical fibers after the adaptive optics correction on the CHARA telescopes, and at demonstrating actual on-sky performance. It prepares the development of a future 6-telescope visible instrument for the CHARA Array, called SPICA (Mourard et al. 2017).

The paper is organised as follows: in Section 2, we present the instrument, the estimators, and the data processing. We also define our estimators of squared visibility and closure phase. In Section 3, we present the results of the birefringence compensator that permits to optimize the transfer function of the instrument. The Section 4 details the results obtained on the limiting magnitude and coupling efficiency with single mode fibers and partial correction by adaptive optics. In Section 5, we present a study of the signal to noise ratio (S/N hereafter) on squared visibility measurements with fibers and an EMCCD, and in Section 6 we demonstrate the reliability of our V^2 and closure phase (CP hereafter) estimations on a known binary system, ζ Ori. Finally in Section 7 we conclude and discuss the impact of these results on a future 6T visible combiner for the CHARA Array.

2. Presentation of FRIEND instrument

FRIEND is a fibered 3-telescope combiner operating in the R band. It is installed on the VEGA tables (Mourard et al. 2009) to benefit from the existing modules and sources allowing the co-alignment and cophasing with the CHARA beams. FRIEND is equipped with a fast and low noise EMCCD OCAM2 detector (Gach et al. 2011) and uses Gaussian polarization-maintaining single mode optical fibers. Photometric channels permit to calibrate the contrast of the dispersed fringes.

2.1. Optical layout

A scheme of the FRIEND prototype is displayed in Fig. 1. The beams coming from the three telescopes or from the internal source of VEGA go first through the birefringence compensator module. It aims at compensating the effect of the birefringence of the fibers in order to maximize the instrumental visibility (see Sec. 3).

Then the beams are redirected by the pick-up optics toward the injection module, where they are injected into Gaussian polarization-maintaining single mode optical fibers. The fibers have been chosen for a spectral bandwidth of 620 to 850 nm¹. The fibers of the beams 1 and 3 are mounted on internal delay lines used to compensate the internal delays and to cophase the FRIEND and VEGA instruments. The outputs of the fibers are rearranged on a V-groove to encode the fringes on three different spatial frequencies: $3D/\lambda$ for Base 1 (beams 2 and 3), $6D/\lambda$ for Base 2 (beams 1 and 2), and $9D/\lambda$ for Base 3 (beams 1 and 3), with D the diameter of the collimated beams after the V-groove.

The fiber outputs are collimated and directed towards a 70/30 beam splitter separating the interferometric and the photometric channels. In the interferometric channel, the spatial sampling is

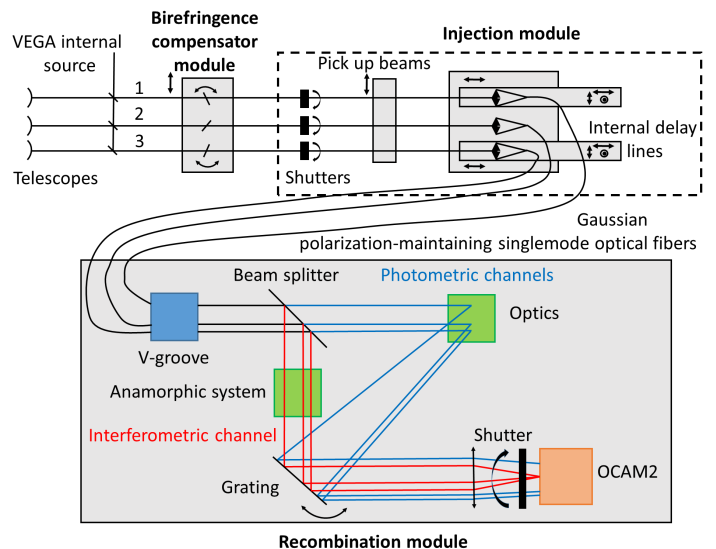


Fig. 1: Schematic presentation of FRIEND with the input beams, the birefringence compensator, the injection module, the beam-splitter that permits to extract the three photometric channels, the anamorphic system in the interferometric channel, and the spectrograph for all the channels.

adapted through an anamorphic system whereas the three photometric channels are oriented toward different places of the detector. Two different gratings offer a low (resp. medium) spectral resolution of $R=200$ (resp. $R=2400$) over the bandwidth 620 to 750 nm. A mirror could be used in replacement of the grating for alignment purposes. Finally, the beams are imaged on the OCAM2 detector (Fig 2).

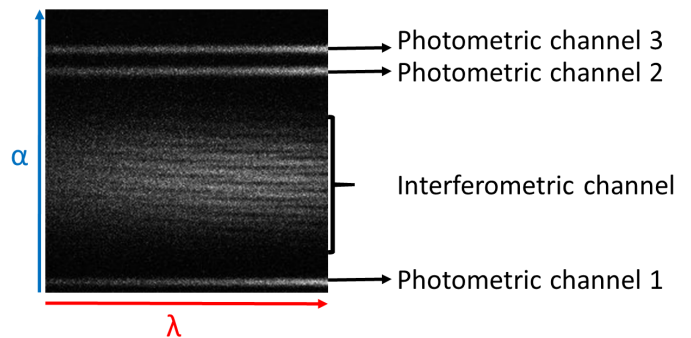


Fig. 2: Signal projected on the detector, obtained with the internal white-light source of VEGA. From top to bottom: photometric channels 3 and 2, interferometric channel, photometric channel 1. The channels are spectrally dispersed along the horizontal axis and their spatial position are set along the vertical one.

2.2. Main characteristics of the detector

The detector is the OCAM2 EMCCD from First Light Imaging². It is a high-speed and low-noise detector able to run up to 1500 fps with sub-electron readout noise ($\sigma_{RON} = 0.14e^-/px/fr$) (Feautrier et al. 2011). OCAM2 uses a custom CCD (240×240 pixels) developed by e2v technologies

¹ http://www.nufern.com/pam/optical_fibers/960/PM630-HP

² <https://www.first-light.fr/>

whose dark and Clock Induced Charge (CIC) signal is $N_{d+c} = 4.4 \text{ e}^-/\text{px/s}$ when cooled at -45°C . Because of the moderate cooling, CIC and dark current are not distinguished in the OCAM2.

The amplification of the signal can be described as a stochastic process multiplying the variance of the input signal by an *excess noise factor* F^2 :

$$\sigma_{\text{out}}^2 = F^2 G^2 \sigma_{\text{in}}^2, \quad (1)$$

with σ_{out}^2 the variance of the amplified signal, σ_{in}^2 the variance of the input signal in the amplification register and G the amplification gain. It has been shown by Robbins & Hadwen (2003) that $F^2 = 2$ at high gain.

In the following, the expression of the variance of the photon noise will integrate these characteristics and, after normalization, will be written as:

$$\sigma_{\text{mod}}^2 = F^2 (N_{\text{ph}} + N_{d+c}) \quad (2)$$

The matrix of pixels is divided in 8 subareas of 60×120 pixels with their own amplification and readout registers (Fig. 3). Therefore, each subarea has its own effective amplification gain. In our detector, the readout noise of the side subareas is twice higher than in the central zones. Consequently, we decided to only use the 4 central subareas in the data processing. Our observations are made at a frame rate of 50 fps.

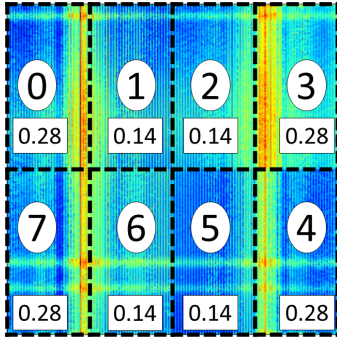


Fig. 3: The 8 subareas of the pixel matrix of OCAM2. The numbers inside rectangular labels are the readout noise of the subarea in $\text{e}^-/\text{px/fr}$.

2.3. Data processing

The FRIEND data correspond to a classical 3-telescope dispersed interferogram + three dispersed photometric channels. Because of limited signal to noise ratio in the current installation of FRIEND, no differential visibilities are calculated and our data product is limited to squared visibility (V^2) and CP estimation. In Appendix A, we present the details of the data flow. We focus here on the definition of the estimator of the interferometric observables.

2.3.1. V^2 and σ_{V^2}

The estimator of the squared visibility is given by Martinod et al. (2016):

$$\langle |V_{ij}|^2 \rangle = \frac{\langle \widetilde{E}_{ij} \rangle}{\int_{\Delta\lambda} \kappa_i(\lambda) \kappa_j(\lambda) \int_{\Delta\alpha} \langle P_i(\lambda, \alpha) P_j(\lambda, \alpha) \rangle d\alpha d\lambda} \quad (3)$$

where $\widetilde{}$ denotes a quantity in the Fourier space, $\langle \rangle$ denotes a temporal averaging over a series of frames. $\Delta\lambda$ and $\Delta\alpha$ are the spectral band and the spatial width of the photometric channel. $\langle \widetilde{E}_{ij} \rangle$ is the average, over the frames, of the unbiased Power Spectrum (PS hereafter) integrated over the support of the fringe signal of beams i, j . $P_i(\lambda, \alpha)$ is the flux of the beam i in the interferogram at position (λ, α) , using the information obtained in Step 2 of the data flow presented in Appendix A.

The uncertainty σ_{V^2} on the measurement is estimated as:

$$\sigma_{V^2} = \sqrt{\sigma_{E_{ij}}^2 \left(\frac{\partial V^2}{\partial E_{ij}} \right)^2 + \sigma_D^2 \left(\frac{\partial V^2}{\partial D} \right)^2} \quad (4)$$

where D corresponds to the denominator of Eq. 3.

To estimate σ_D , we first express D as:

$$D = \int_{\Delta\lambda} \kappa_i(\lambda) \kappa_j(\lambda) \int_{\Delta\alpha} G_i(\lambda, \alpha) G_j(\lambda, \alpha) \langle p_i p_j \rangle d\alpha d\lambda \quad (5)$$

with p_i the total flux in the photometric channel i and $G_i(\lambda, \alpha)$ the Gaussian pattern of the beam i in the interferogram. We neglect the uncertainty on the pattern determination and thus, σ_D could be expressed as:

$$\sigma_D^2 = \sigma_{p_i p_j}^2 \times \left\langle \left[\int_{\Delta\lambda} \kappa_i(\lambda) \kappa_j(\lambda) \int_{\Delta\alpha} G_i(\lambda, \alpha) G_j(\lambda, \alpha) d\alpha d\lambda \right]^2 \right\rangle \quad (6)$$

with $\sigma_{p_i p_j}^2 = \langle (p_i p_j)^2 \rangle - \langle p_i p_j \rangle^2$, the variance of the product of the total flux of beams i and j .

We deduced the standard deviation of $\langle \widetilde{E}_{ij} \rangle$ from the variance of the top of the fringe-peak given by Gordon & Buscher (2012):

$$\sigma_{E_{ij}} = \sqrt{\text{PhotonNoise} + \text{ReadNoise} + \text{CoupledTerms}} \times \sqrt{\frac{N_{sz}}{N_f}} \quad (7)$$

with N_f the number of frames, $N_{sz} = 9 \times 9$ pixels the number of pixels of the fringe-peak support.

Gordon & Buscher (2012) give the expressions of PhotonNoise, ReadNoise and CoupledTerms for photon and readout noises only. As previously said, we use our modified expression of the variance of the photon noise, as written in Eq. (2), and obtain:

$$\text{PhotonNoise} = 2\sigma_{\text{mod}}^2 \left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{instr}} V_{\text{star}}}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \widetilde{\text{GAb}}_{ij} + (\sigma_{\text{mod}}^2)^2 \quad (8)$$

$$\text{ReadNoise} = N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2 + (N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2)^2 \quad (9)$$

$$\text{CoupledTerms} = 2N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2 \left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{instr}} V_{\text{star}}}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \widetilde{\text{GAb}}_{ij} + 2\sigma_{\text{mod}}^2 N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2 \quad (10)$$

where:

- N_{ph} is the number of photons in the interferometric channel,
- V_{instr} : the instrumental visibility,
- V_{star} : the target visibility,
- $N_{\text{tel}} = 3$: the number of telescopes,

$\widehat{\text{G}}_{ab_{ij}}$ is the shape factor. Its expression (see App. B for the demonstration) is given by:

$$\widehat{\text{G}}_{ab_{ij}} = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \quad (11)$$

The number of photon N_{ph} for one frame is defined by

$$N_{\text{ph}} = T_C T_{OA} T_F \rho S_{\text{tel}} N_{\text{tel}} \Delta \lambda DIT 10^{-0.4m_R} \Phi_0 QE \quad (12)$$

where:

- $T_C = 0.017$: the transmission of CHARA from the telescopes to the instrument (see Sec. 4.1),
- $T_F = 0.35$: the transmission of the beam splitter and the grating,
- $T_{OA} = 0.765$: the transmission of the adaptive optics devices,
- ρ : the coupling efficiency,
- $S_{\text{tel}} = 0.75 \text{ m}^2$: the effective collecting area of the telescope,
- $\Delta \lambda = 60 \text{ nm}$: the spectral band,
- $DIT = 0.02 \text{ s}$: the detector integration time,
- m_R : the magnitude of the target,
- $\Phi_0 = 6.2 \cdot 10^7 \text{ ph/m}^2/\text{nm/s}$: the reference flux at $m = 0$,
- $QE = 0.9$: the quantum efficiency of the detector.

σ_{mod}^2 and $\left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{instr}} V_{\text{star}}}{N_{\text{tel}}}\right)^2 \widehat{\text{G}}_{ab_{ij}}$ can be directly measured:

- $\sigma_{\text{mod}}^2 = \overline{PS_{1,bias}}$, it is the bias of the PS of the interferogram (Fig. A.2, upper-left) before processing performed in Eq. (A.2),
- $\left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{instr}} V_{\text{star}}}{N_{\text{tel}}}\right)^2 \widehat{\text{G}}_{ab_{ij}} = E_{ij}$, it is the energy of the fringe-peak ij .

So Eq. (8) and Eq. (10) can be rewritten:

$$\text{PhotonNoise} = 2 \overline{PS_{1,bias}} E_{ij} + \overline{PS_{1,bias}}^2 \quad (13)$$

$$\text{CoupledTerms} = 2 N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2 E_{ij} + 2 \overline{PS_{1,bias}} N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2 \quad (14)$$

With these expressions, we have now in hand a reliable numerical calculator of the uncertainty on the squared visibility.

2.3.2. CP and σ_{CP}

The bispectrum estimator used in the data reduction software of FRIEND (Basden & Haniff 2004) is given by:

$$B_{0,ijk} = B_{1,ijk} - \alpha (|C_{ij}|^2 + |C_{jk}|^2 + |C_{ik}|^2) + \beta N \quad (15)$$

where $B_{0,ijk}$ and $B_{1,ijk}$ are the corrected and the raw bispectrum of telescopes i, j, k , $|C_{ij}|^2$ is the PS of the fringes ij , N is the average flux of photons on the interferometric channel. Basden & Haniff (2004) assume that only the real part is biased by the PS of the fringes and by the flux in the interferometric channel. α and β are corrective coefficients which depend on the noise statistics and regime flux. In our processing, the coefficient α is estimated by the minimization of the variance of the corrected bispectrum outside the region of signal. The coefficient β is then set to have a null mean value of the average corrected bispectrum

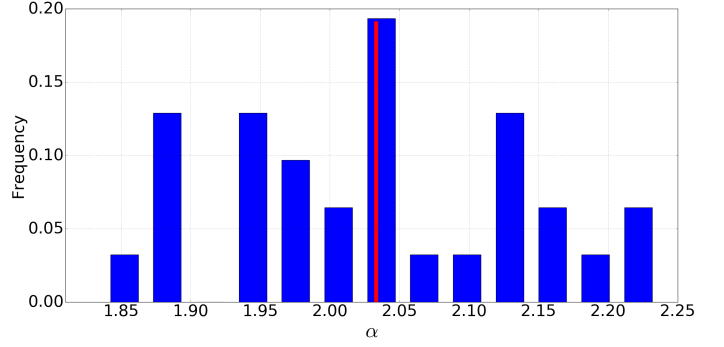


Fig. 4: Normalized histogram of the value of α parameter used in the computation of the unbiased bispectrum, as estimated on the data of the night 2017 Oct 14 (Tab. 4). The red line represents the mean value of this distribution.

outside the region of signal. In Fig. 4, we plot the histogram of our estimation of α from the different sequences of observations of the night 2017 Oct 14. We found $\alpha = 2.0 \pm 0.1$ which is in perfect agreement with the value $\alpha = 2$ proposed by Basden & Haniff (2004) in the case of the use of a EMCCD without any threshold of the signal.

The closure phase CP can be computed as:

$$\text{CP}(u, v) = \arctan \left(\frac{\sum \Im(< B_{0,ijk} >)}{\sum \Re(< B_{0,ijk} >)} \right) \quad (16)$$

with $\sum \Im(< B_{0,ijk} >)$ (resp. $\sum \Re(< B_{0,ijk} >)$) the sum of a 3x3 pixels area of the imaginary part (resp. real part) of the corrected bispectrum centered on the maximum of its modulus. (u, v) are the temporal average coordinates of the third fringe-peak in the (u, v) plan.

Tatulli & Chelli (2005) give an estimator of the closure phase error for a centro-symmetrical object assuming small errors on phases of the pairs of telescopes and a noise model based on shot and readout noises only:

$$\sigma_{\Delta\phi}^2 = \sigma_{\text{phot}}^2 + \sigma_{\text{RON}}^2 \quad (17)$$

σ_{phot}^2 and σ_{RON}^2 are the contributions of the photon noise and readout noise in the variance of the bispectrum. For the first contribution, the expression of Tatulli & Chelli (2005) is rewritten to take into account the modified expression of the variance of the photon noise (Eq. 2) and is now presented as (See App. C for more details):

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{phot}}^2 &= \frac{N_{\text{tel}}^3}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^3}{N_{\text{ph}}^6} \right) (\sigma_{\text{mod}}^2)^3 - \frac{1}{|V_{12}V_{23}V_{13}|} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^3 + \\
 &\frac{N_{\text{tel}}^2 (|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^2}{N_{\text{ph}}^2} \right) (\sigma_{\text{mod}}^2)^2 - \\
 &\frac{|V_{12}|^4 + |V_{23}|^4 + |V_{13}|^4}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\
 &\frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\
 &\frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}^2}{N_{\text{ph}}^2} \right) (\sigma_{\text{mod}}^2) - \\
 &\frac{|V_{12}V_{23}V_{13}|(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right) \quad (18)
 \end{aligned}$$

$|V_{ij}|$ is the modulus of the visibility of beams i and j .

σ_{RON}^2 remains unchanged:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\text{RON}}^2 &= \frac{N_{\text{pix}}^3 \sigma_{\text{RON}}^6 + 3N_{\text{pix}}^2 \sigma_{\text{RON}}^6}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^6 + \\
 &\frac{(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)(3N_{\text{pix}}^4 \sigma_{\text{RON}}^4 + N_{\text{pix}}^2 \sigma_{\text{RON}}^4)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^4 + \\
 &\frac{(|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2)N_{\text{pix}} \sigma_{\text{RON}}^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 \quad (19)
 \end{aligned}$$

With these expressions, we have now an improved version of a numerical estimator of the variance of the closure phase measurements.

3. Compensating for the birefringence of the fibers

The birefringence of the fibers introduces optical path differences between the polarization state of the beams. Therefore the fringe patterns of the two polarizations are shifted, which generates a decrease of the instrumental visibility. We have adapted the VLT/PIONIER solution (Lazareff et al. 2012) and used a tiltable plate of α BBo (the choice of this material is explained in App. D) to design the birefringence compensator. On beam 2, the plate is fixed at an incidence of 40° to avoid ghost images and the tilts on beams 1 and 3 introduce optical path differences on the fringes 1-2 and 2-3 that permit to compensate for the internal polarized delays of the fibers.

We developed a numerical model of the birefringence compensator in order to optimize its behavior and compared its results to the measurements performed in laboratory and on sky (Fig. 5).

In top panel of this Figure, we present the measurements of the fringe contrast made on the internal source and their interpretation with our numerical model. The visibility presents a periodic modulation (period $\approx 1^\circ$) defined by the thickness of the plate superimposed to a large scale envelop defined by the coherent length of the experience. The overall maximum of the fringe visibility is found for an angle of incidence of $\theta_3 = 24^\circ$. On-sky tests were made on the target γ Cas with the telescopes W2 on beam 1, E2 on beam 2 and E1 on beam 3, during the night of 27 Sep 2016. We recorded fringe data with and without the system

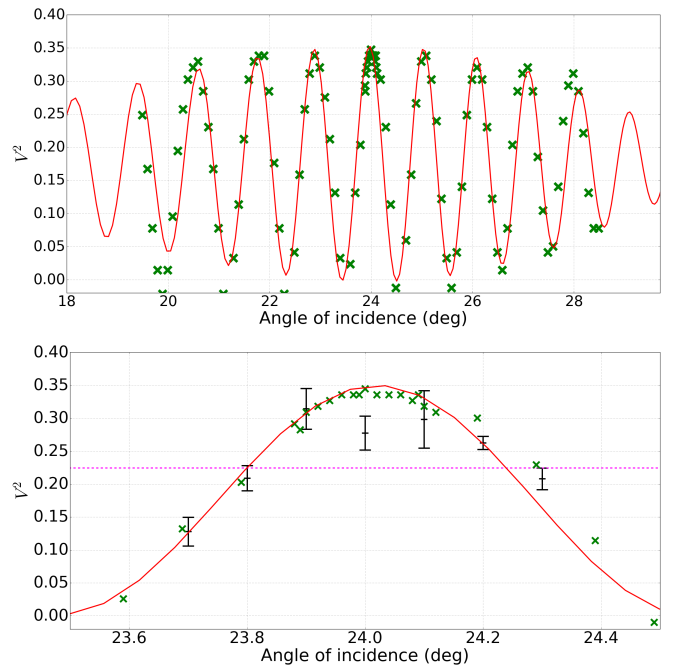


Fig. 5: Top: Effect of the orientation of the plate 3 on the instrumental visibility of the fringe system 2-3. The prediction by the numerical model (solid red line) is superimposed to the measurements (green crosses) made on the internal source. Bottom: zoom around the optimal angular position of the plate. The on-sky measurements without the system of compensation of the birefringence (dashed magenta line) and with the system in place (black pluses) are plotted. Each black plus point and its error bar are respectively the average and standard deviation of a sample of 5 measurements from 5 blocks of 6000 frames.

of compensation, and for different orientations of the plates 1 and 3 around the position found with the internal source. The results are presented in the bottom panel of Fig. 5 for the baseline E2E1 on beams 2-3. These results show, and this is also true on beams 1-2, that the optimum of the transfer function on the sky is the same than with the internal source. This also means that the external instrumental polarization on the considered CHARA Coudé trains is negligible. The small discrepancies between the on-sky and the internal measurements may be due to the variation of conditions on the sky: turbulence, quality of the fringe stabilisation, as the observations were spread over more than one hour.

The on-sky measurements were repeated at different hours, for different nights and different telescopes. It appears that it has never been necessary to correct the position of the movable plates determined on the internal sources, meaning that no instrumental polarization of the CHARA Coudé trains has been detected in our observing conditions. The improvement by a factor 1.5 of the instrumental squared visibility and the stability of the correction are thus demonstrated.

4. On-sky coupling efficiency

The second important characteristics of a fibered instrument is the quality (level and stability) of the coupling efficiency. The fiber coupling efficiency has been studied for almost thirty years (Shaklan & Roddier (1988); Ruilier & Cassaing (2001); Meimon et al. (2013)) but mainly in the case of good AO correction. The

case of low AO correction has only been theoretically studied (Tatulli et al. 2010). So we need to characterize it in practice in order to secure the expected performance at this AO regime. The Strehl ratio of the CHARA AO systems (ten Brummelaar et al. 2014; Che et al. 2014) is expected, under good seeing conditions, to be around 80% in the H-band which may correspond to almost 25% at 700 nm. That means a partial AO correction regime, which generates flux instabilities into a single-mode fiber and hence a temporally variable coupling efficiency that needs to be assessed. We are looking also for solutions to maximize the coupling efficiency under these conditions. We used FRIEND firstly without adaptive optics correction and more recently with the LABAO systems in operation.

4.1. Transmission and coupling efficiency without AO correction

The stars observed during the night 2016 Sep 30 (see Tab. 1) range from magnitude 2.32 to 5.1. In Fig. 6, we plot, as a function of the magnitude, the mean flux over the night, measured in the interferogram and in each of the three photometric channels.

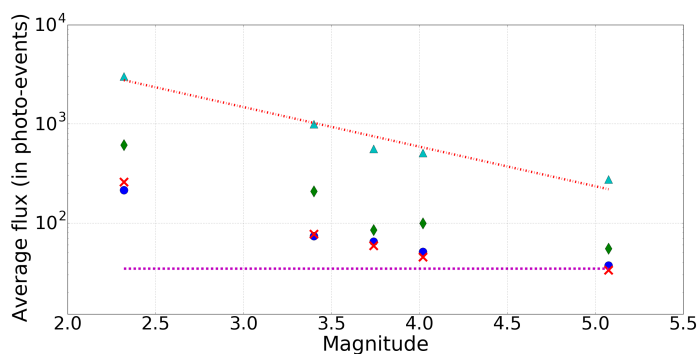


Fig. 6: Average flux in the interferometric channel (triangles) and in photometric channels (dots=beam1, diamonds=beam2, and crosses=beam3) versus the magnitude m_R . The mean level of the detector noise in a photometric channel (purple dashed line) and the photon-magnitude relation (red dash-dotted line), with the adjustment of the constant term in the exponent ($F = 10^{-0.4m_R + 4.37}$), are also displayed.

The mean r_0 for this measure is evaluated to 14 cm at $0.55 \mu\text{m}$, corresponding for the 1m CHARA telescopes to $N_S=31$ speckles at $0.69 \mu\text{m}$. Therefore the expected coupling efficiency, usually defined, for a pupil with a central obstruction of 25% of the pupil diameter (Ruilier 1998), as $0.69 \times SR$ with SR the Strehl ratio, is evaluated to 2.2%. As a result of the fit of our flux measurement, we deduce a global transmission of 0.015%. With the internal transmission of FRIEND of 35% in the interferometric channel, the 90% of Quantum Efficiency of the detector and the CHARA transmission of 1.7% (CHARA meeting 2013, private communication), we deduce a coupling efficiency of 2.8%, close to the first estimation.

This low coupling efficiency without adaptive optics has a strong consequence on the photometric channels, receiving only 30% of the incoming flux and where frequent values under the noise level are measured. To avoid bias in the interferometric measurements, it is necessary to apply a filtering (see *Sorting 2* in Appendix A) which consists in rejecting the frames where the flux of at least one of the photometric channel for a given baseline is below a certain threshold, defined as a multiplying factor to the average standard deviation of the integrated dark signal in

the corresponding photometric channel. To avoid a too large rejection of frames while preserving an unbiased estimation of the squared visibility, we set this factor to 1.5. This demonstrates that the effect of a poor coupling efficiency could be drastically amplified in terms of observing efficiency when combining many different beams.

Table 1: Magnitude (R band) of the stars used for the estimation of the transmission.

Star	γ Cas	HD11415	HD3360	HD2905	HD3240
Magnitude	2.32	3.4	3.74	4.02	5.1

4.2. Coupling efficiency with the CHARA LABAO systems

The CHARA LABAO systems (ten Brummelaar et al. 2014) are dedicated to the correction of the quasi-static aberrations of the six beams, at low frequency and using an internal beacon. They are composed of a deformable mirror with 37 actuators and a Shack-Hartmann wavefront sensor with a lenslet of 32 sub-apertures. On stars brighter than magnitude 4 in the visible, they can be used in closed loop at a frame rate of 40 Hz. Although this mode is not expected to provide a very good correction of the atmospheric turbulence (this is the goal of the second correction level described in Che et al. (2014)), we used three of them with FRIEND during the night 2017 Oct 16, to study their influence on the coupling efficiency in the optical fibers. We tested three modes of the LABAO systems. The first one, which is the default one, is called *flatten* and corresponds to the best day-time alignment. The second mode is the *closed loop* with the 40 Hz loop in activity. The last one is the *open loop*, which is activated right after a *closed loop* and where the deformable mirror keeps its last shape. The tip-tilt is corrected by a dedicated system installed on the M2 mirror on each telescope of CHARA (Che et al. 2014).

We observed Capella ($m_R = -0.52$) with an average r_0 of 8 cm and processed the data to extract the photometry of each beam in the photometric channels of FRIEND. The distribution of photo-events per frame is computed for each mode and the results are presented in Fig. 7. In Tab. 2 we summarize the mean values for the three modes and include an estimation of the corresponding coupling efficiency using the results of Sec. 4.1.

Table 2: Average value of photo-events per frame and corresponding coupling efficiency for the three modes of the LABAO.

Mode	Photo-events			Coupling efficiency (%)		
	S2	S1	W2	S2	S1	W2
Closed loop	4577	3570	7544	2.99	2.12	3.8
Open loop	2502	2001	2497	1.63	1.19	1.26
Flatten	1819	373	2350	1.19	0.22	1.19

The results obtained with telescope S1 are quite different from the other telescopes. This is mainly due to a poor alignment of the wavefront sensor at the time of our observations and thus a bad behavior of the interaction matrix for this beam. We notice that the transmission differs from one telescope to another because of the different aging of the coating of the primary mirror. The estimation of the coupling efficiency takes this also into account.

The main outcome of this observation is that it demonstrates that the *closed loop* mode of the LABAO on bright stars improves the coupling efficiency by a factor between 2.5 and 3.2 in the visible, i.e. more than a magnitude.

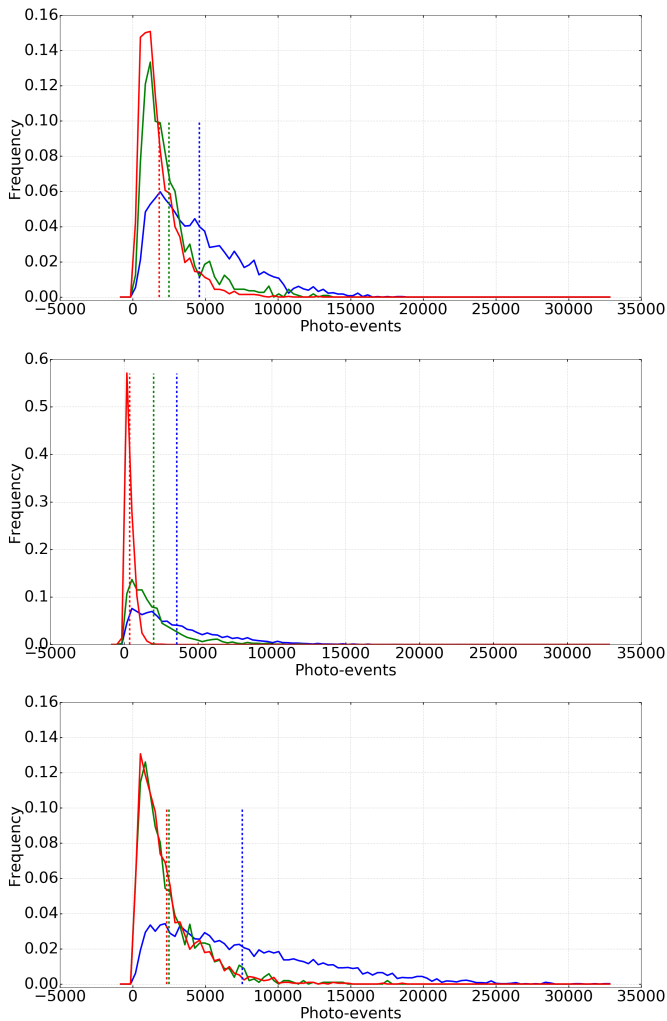


Fig. 7: Distribution of the injected photo-events per frame for S2 (top), S1 (middle), W2 (bottom) telescope. The blue (resp. green, red) solid line is the distribution of photon-events per frame in *closed loop* (resp. *open loop*, *flatten*) mode and the blue (resp. green, red) dashed line represents the corresponding average number of photo-events per frame.

5. On-sky Signal to Noise Ratio on V^2

The S/N in the power spectrum of the interferogram has been already modeled by different authors (Gordon & Buscher 2012; Mourard et al. 2017). As previously said, we use an improved model of the photon noise for an EMCCD, including dark current and CIC, by using the expression σ_{mod}^2 presented in Eq. 2, and considering the integral of the fringe-peak:

$$S/N = \frac{\sqrt{N_f} \left(\frac{N_{\text{ph}} V_{\text{instr}} V_{\text{star}}}{N_{\text{tel}}} \right)^2 \overline{G_{ab_{ij}}}}{\sqrt{\text{PhotonNoise} + \text{ReadNoise} + \text{CoupledTerms}} \sqrt{N_{s_z}}}, \quad (20)$$

whose quantities have already been defined by Eq. (8), (9), (10) and (12).

The estimations from Eq. (20) have been compared with on-sky measurements performed on the star HD3360, during the night of 2016 Sep 30 with the telescopes E1, W2, and W1 on beams 1, 2, and 3 (Tab. 3). Fig. 8 presents the measured S/N as a function of the V^2 measurements made on the different baselines and for different times. We overplot the numerical estimations of

the SNR according to Eq. 20, and using the the mean Strehl ratio of 3.5% for the night (red solid curve). To estimate the uncertainty on these SNR estimations, we also plot the estimations in the cases of the best Strehl ratio (4.3%) and the worst one (2.6%) for the night (black solid curve). This figure demonstrates that our numerical description matches very well with the actual on-sky measurements. It is important to note that not considering the amplification noise in the modeling leads to optimistic estimations of S/N (green dashed curve in Fig. 8). We can note some outlier measurements for V^2 below 0.2. They correspond to the longest baseline (E1W1), where the fringe contrast is very low and for which we also accumulate the tracking errors of the two short baselines in the current setup of the group delay tracker.

Table 3: Log of the observations in low spectral resolution mode. The date, time (UT), target name, projected baselines, and Fried parameter (at $0.55 \mu\text{m}$) are given.

Date	UT (h)	Target	Baseline		r_0 (cm)
			B_p (m)	PA ($^\circ$)	
2016 Sep 30	8h35	HD3360	108/222/314	-2/36/24	12
	9h13	HD3360	222/106/312	44/6/32	13
	11h13	HD3360	217/97/300	70/32/59	14
	12h33	HD3360	216/89/292	89/54/79	15
	13h04	HD3360	216/86/291	-83/63/87	16

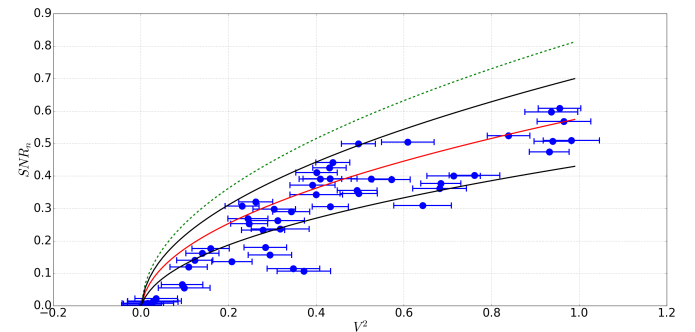


Fig. 8: Normalized S/N of the V^2 measurements versus V^2 for the observation of HD3360 of 2016 Sep 30 (blue dots) and our model of signal to noise estimation considering the mean Strehl ratio (3.5%, red solid curve), the worst one (2.6%, lower black solid curve), the best one (4.3%, upper black solid curve) and without the amplification noise (green dashed curve). The last case is obtained with the mean Strehl ratio.

6. Zeta Ori A observations

The binary system ζ Ori A (Hummel et al. 2013) has been observed with FRIEND with the S2, S1, and W2 telescopes in closed loop on the LABAO systems and with CLIMB as group delay tracker (see Tab. 4). During the second night (2017 Oct 14), some instrumental issues prevented us from correctly calibrating the squared visibilities of the target and we consider only the closure phase estimations for that night. Each block of data (6000 frames of 20 ms, i.e. 2 minutes of observation) gives an estimate of V^2 and CP for the science star or the reference star. The integration time of the detector is set to 20 ms. For the typical conditions of the Mount Wilson observatory (coherence time of 10 ms), it corresponds to the optimum value for the S/N of the interferometric measurements, as stated by Buscher (1988)

and validated on FRIEND by Martinod et al. (2016). The measurements on ζ Ori A are calibrated with those of the reference star κ Ori which is a B05Ia star with $m_R = 2.09$. Its uniform-disk angular diameter in the R band according to SearchCal version 5.0.1 is $\theta_{UD,R} = 0.540 \pm 0.057$ mas.

Table 4: Log of the observations in low spectral resolution mode. The date, time (UT), target name, projected baselines (resp. S2S1, S2W2 and S1W2), and Fried parameter (at $0.55 \mu\text{m}$) are given.

Date	UT (h)	Target	Baseline		r_0 (cm)
			B_p (m)	PA ($^\circ$)	
2017 Oct 12	10h25	κ Ori	25/117/143	8.3/-5.8/-10	9.8
	10h56	ζ Ori A	28/137/164	0.8/-13/-111	12.7
	11h54	κ Ori	25/130/154	-10/-25/-22	10.8
2017 Oct 14	10h06	κ Ori	25/116/141	10/-3.4/-1	7.7
	10h53	ζ Ori A	28/137/164	-0.1/-14/-12	8.6
	11h12	ζ Ori A	28/140/167	-3.6/-18/-15	8.1
	12h35	κ Ori	26/142/167	-18/-32/-29	7.2

6.1. Instrumental visibility

To estimate the instrumental squared visibility $V_{instr,i}^2$, we use each raw measurements $V_{raw,ref,i}^2$ on the reference stars and a calculation of the squared visibility $V_{th,ref,i}^2$ based on their known angular diameters to compute the squared instrumental visibility $V_{instr,i}^2 = V_{raw,ref,i}^2 / V_{th,ref,i}^2$. For each night and each baseline, the two estimations of the instrumental visibility based on the reference star are linearly interpolated to obtain the value of the transfer function $V_{0,i}^2$ at the time of the observation of the science target. The calibrated measurements $V_{star,i}^2$ on the targets could then be obtained as $V_{star,i}^2 = V_{raw,target,i}^2 / V_{0,i}^2$.

The uncertainty on the diameter of the reference star and the dispersion of $V_{raw,ref,i}^2$ are taken into account when calculating the uncertainty on the individual estimates $V_{instr,i}^2$. To correctly account for the systematics caused by potential non calibrated sources of degradation of the signal coming either from the instrument or from the atmosphere, the uncertainty on $V_{0,i}^2$ is finally taken as the squared root of the sum of the average variance on the individual estimated $V_{instr,i}^2$ and the variance of the residuals of the linear fit done to obtain $V_{0,i}^2$.

The raw squared visibilities of reference star and science star as well as the squared instrumental visibilities and the transfer function are displayed in Fig. 9. We chose to have a good sample of the variations of the closure phase and squared visibilities rather than optimizing the quality of the estimation of the transfer function by frequent switches between the target and the reference star. Therefore, the observing time on the science star is significantly longer than the individual observations on the reference star.

6.2. Results

We used the LITpro³ tool (Tallon-Bosc et al. 2008) to adjust a binary model build with two uniform disks on the calibrated data (V^2 and the closure phase measurements). The results are presented in Tab. 5 and in Fig. 10 for V^2 and Fig. 11 for CP. For

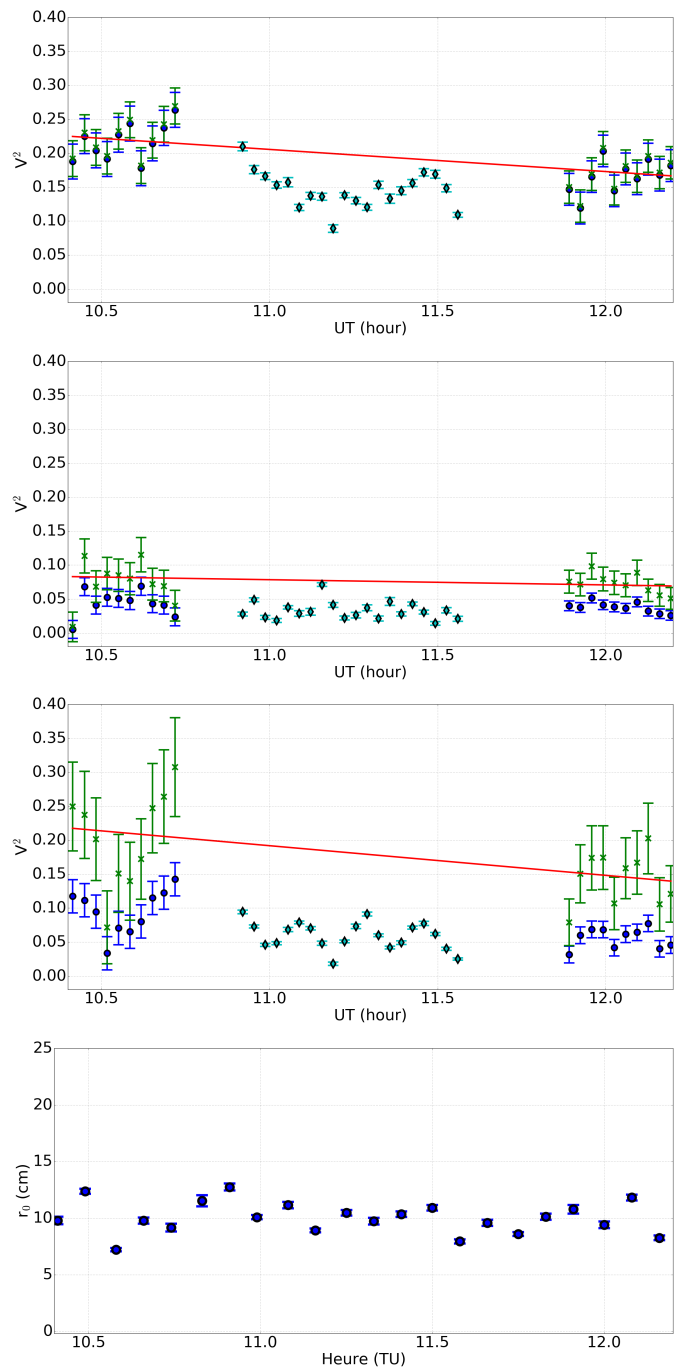


Fig. 9: Squared visibilities on ζ Ori A versus time during the night of 2017 Oct 12. From top to bottom: baselines S2S1, S2W2, and S1W2 for the reference star κ Ori (blue dots), the target ζ Ori A (cyan diamonds), the squared instrumental visibilities $V_{instr,i}^2$ (green crosses), and the transfer function $V_{0,i}^2$ obtained from a linear adjustment (red curve). The last plot is the evolution of the r_0 during the observation.

the night of Oct 12, the data permitted to fit the whole set of parameters. However, due to the lack of reference star for the night of Oct 14, we were only able to adjust the position x and y , and we set the values for the other parameters to the ones found for Oct 12. We deduce a visual magnitude difference $\Delta m = 2.4 \pm 0.1$ which is consistent with the value $\Delta m = 2.2 \pm 0.1$ given by Hummel et al. (2013). We also deduce a separation 23.89 ± 0.44 mas

³ <http://www.jmmc.fr/litpro>

(resp. 24.23 ± 0.15 mas) and a position angle of $81.42 \pm 0.33^\circ$ (resp. $81.00 \pm 0.15^\circ$) for the night of Oct 12 (resp. Oct 14).

Table 5: Parameters of the best model found for the two nights at $\lambda = 0.69 \mu\text{m}$. The correlation coefficients between Diameter 1, Diameter 2 and the flux ratio are lower than 0.5.

	2017 Oct 12	2017 Oct 14
Diameter 1 (mas)	0.54 ± 0.01	
Diameter 2 (mas)	0.45 ± 0.12	
Flux ratio	0.102 ± 0.01	
x	23.6 ± 0.45	24.32 ± 0.27
y	3.56 ± 0.13	3.88 ± 0.11
Reduced χ^2	1.14	1.59

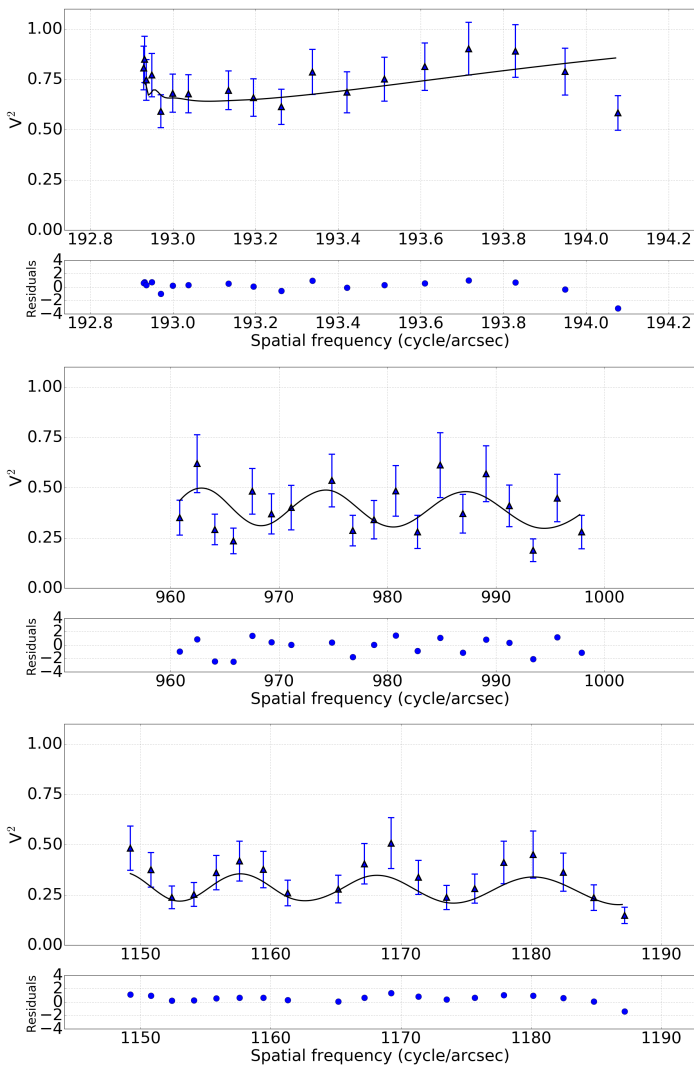


Fig. 10: Calibrated squared visibility (blue triangles) and normalized residuals of ζ Ori A (blue dots) versus spatial frequency for the night 2017 Oct 12 with the best model (solid line). From top to bottom: baselines S1S2, S2W2 and S1W2. The missing points on all baselines around 970 cycles/arcsec were absurd and they were removed from the plot and the model fitting.

The long baselines that we have used for these observations permit to correctly constrain the angular diameter of the primary star. This is obviously not so easy for the companion

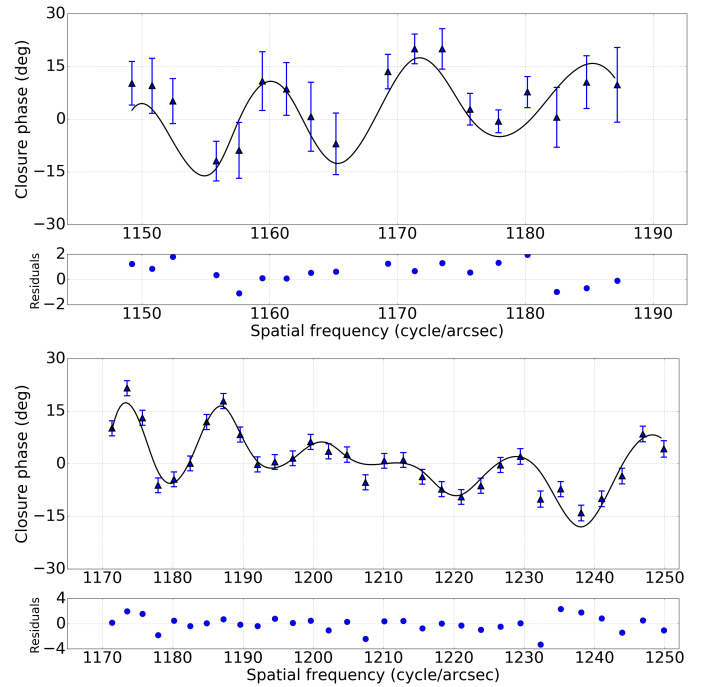


Fig. 11: Closure phase (blue triangles) and normalized residuals of ζ Ori A (blue dots) versus spatial frequency of S1W2 with the best model (solid line). Top: 2017 Oct 12, bottom: 2017 Oct 14. The missing points at 1154 and 1167 cycles/arcsec on the upper plot are absurd and are removed from the model fitting.

because of the difference of magnitude. Hummel et al. (2013) estimated the diameters of both stars which are, respectively 0.48 ± 0.04 mas (determined by intensity interferometry) and 0.18 ± 0.05 , at 443 nm. They deduced the last one from the magnitude difference with the strong hypothesis that both stars have the same effective temperature. It is estimated at 29500 ± 1000 K (Bouret et al. 2008). Our estimation of Diameter 1 (0.54 ± 0.01 at 690 nm) matches the previous estimation within 1.5σ . Part of the difference could be explained by the difference of wavelengths in the two estimations. Concerning the companion Ab, our angular diameter and the difference of flux with Aa lead to an estimation of the effective temperature $T_{\text{eff}} = 15496 \pm 2642$ K. These parameters permit to revisit the spectral classification of ζ Ori Ab as B5II, instead of B1IV.

In Fig. 12, we plot the estimated and predicted positions of the companion around the primary star with the predicted orbit of Hummel et al. (2013). A Monte-Carlo simulation, based on the uncertainties of the orbital parameters, permitted to compute the error bars on the predicted positions. Furthermore, our two positions were added in the fit of the orbital parameters and a better overall solution was found with a new period $P=2688.9$ days (instead of 2687.3 day) and a new epoch $T_0=2452735.8$ (instead of $T_0=2452734.2$). The bottom plot of Fig. 12 used these new values to compute the orbit and the predicted positions for both nights and the agreement is even better.

These results on ζ Ori A clearly demonstrates the reliability and the precision of the FRIEND observations and permits to fully validate the instrument and its data flow. For the night 2017 Oct 14, the average uncertainty on the Closure Phase estimations is 2.2° and the median value of the residuals is 1.2° .

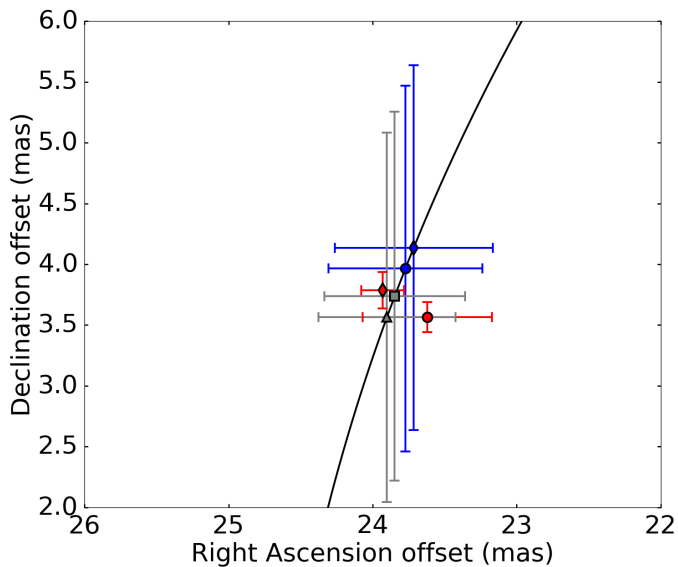


Fig. 12: Predicted orbit of the companion around the primary star (black curve) with the predicted positions from Hummel et al. (2013) (blue markers), and the measurements (red markers). We plot positions on 2017 Oct 12 (circles) and on 2017 Oct 14 (diamonds). We also plot the predicted positions computed with the new orbital parameters including our measurements for 2017 Oct 12 (gray triangles) and 14 (gray squares).

7. Conclusion

This paper presents recent progresses for fibered interferometry at visible wavelengths with partial adaptive optics correction. We successively demonstrate the quality and stability of the birefringence correction, and quantify the great improvement brought by adaptive optics for the coupling efficiency. We also demonstrate the reliability of our signal to noise estimations and predictions provided that the so-called Excess Noise Factor of EMCCD is correctly taken into account. Finally, our observations of the companion of ζ Ori A have permitted to demonstrate the reliability and precision of our estimators. These achievements are of strong interest to derive the performance of a future 6-telescope visible combiner SPICA for the CHARA array and to design a potential visible instrument for the VLTI (Millour et al., 2018 in preparation).

The framework of adaptive optics developments for long baseline interferometric arrays opens very motivating opportunities for enhancing the performance at visible wavelengths, both in terms of sensitivity and precision. These activities will continue in the future thanks to new observations with FRIEND and the second level of CHARA-AO with the goal of continuing the optimization of the coupling efficiency.

Acknowledgements. The FRIEND project is funded by the Institut National des Sciences de l'Univers (CNRS/INSU), Observatoire de la Côte d'Azur, the LA-GRANGE Laboratory and the European funding program FEDER. This work is based upon observations obtained with the Georgia State University Center for High Angular Resolution Astronomy Array at Mount Wilson Observatory. The CHARA Array is supported by the National Science Foundation under Grants No. AST-1211929 and AST-1411654. We warmly thank Christian Hummel (ESO) for the computation of the new orbital solution for ζ Ori A.

References

Armstrong, J., Baines, E., Schmitt, H., et al. 2016, in Presented at the Society

- of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 9907, Optical and Infrared Interferometry
- Armstrong, J. T., Mozurkewich, D., Rickard, L. J., et al. 1998, *ApJ*, 496, 550
- Basden, A. G. & Haniff, C. A. 2004, *MNRAS*, 347, 1187
- Berio, P., Bresson, Y., Clause, J. M., et al. 2014, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 9146, Optical and Infrared Interferometry IV, 914616
- Bouret, J.-C., Donati, J.-F., Martins, F., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 75
- Boyajian, T. S., McAlister, H. A., van Belle, G., et al. 2012, *ApJ*, 746, 101
- Buscher, D. 1988, *MNRAS*, 235, 1203
- Che, X., Sturmman, L., Monnier, J. D., et al. 2014, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 9148, Adaptive Optics Systems IV, 914830
- Feautrier, P., Gach, J.-L., Balard, P., et al. 2011, *PASP*, 123, 263
- Gach, J.-L., Balard, P., Stadler, E., Guillaume, C., & Feautrier, P. 2011, in Second International Conference on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes. Online at http://ao4elt2.lesia.obspm.fr/, id.44, 44
- Garcia, E. V., Muterspaugh, M. W., van Belle, G., et al. 2016, *PASP*, 128, 055004
- Glindemann, A., Alberssen, M., Andolfato, L., et al. 2004, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 5491, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. W. A. Traub, 447–+
- Gordon, J. A. & Buscher, D. F. 2012, *A&A*, 541, A46
- Gravity Collaboration, Abuter, R., Accardo, M., et al. 2017, *A&A*, 602, A94
- Hirsch, M., Wareham, R. J., Martin-Fernandez, M. L., Hobson, M. P., & Rolfe, D. J. 2013, *PLOS ONE*, 8, 1
- Hummel, C. A., Rivinius, T., Nieva, M.-F., et al. 2013, *A&A*, 554, A52
- Ireland, M. J., Mérand, A., ten Brummelaar, T. A., et al. 2008, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Koechlin, L., Lawson, P. R., Mourard, D., et al. 1996, *Appl. Opt.*, 35, 3002
- Lazareff, B., Berger, J.-P., Kluska, J., et al. 2017, *A&A*, 599, A85
- Lazareff, B., Le Bouquin, J., & Berger, J. 2012, *A&A*, 543, A31
- Martinod, M., Berio, P., Mourard, D., et al. 2016, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 9907, Optical and Infrared Interferometry and Imaging
- Meimon, S., Cassaing, F., & Prévôt, G. 2013, *Journal of Optics*, 15, 035707
- Monnier, J. D., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., et al. 2003, in *Proc. SPIE*, Vol. 4838, Interferometry for Optical Astronomy II, ed. W. A. Traub, 1127–1138
- Mourard, D., Bério, P., Perraut, K., et al. 2017, *Journal of the Optical Society of America A*, 34, A37
- Mourard, D., Challouf, M., Ligi, R., et al. 2012, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 8445, Optical and Infrared Interferometry III, 84450K
- Mourard, D., Clause, J. M., Marcotto, A., et al. 2009, *A&A*, 508, 1073
- Ohnaka, K., Weigelt, G., & Hofmann, K.-H. 2017, *Nature*, 548, 310
- Robbins, M. 2005, internal document of e2v technologies
- Robbins, M. S. & Hadwen, B. J. 2003, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 50, 1227
- Roettenbacher, R. M., Monnier, J. D., Korhonen, H., et al. 2016, *Nature*, 533, 217
- Ruilier, C. 1998, in *Proc. SPIE*, Vol. 3350, Astronomical Interferometry, ed. R. D. Reasenberg, 319–329
- Ruilier, C. & Cassaing, F. 2001, *J. Opt. Soc. Am. A*, 18, 143
- Shaklan, S. & Roddier, F. 1988, *Appl. Opt.*, 27, 2334
- Tallon-Bosc, I., Tallon, M., Thiébaud, E., et al. 2008, in *Proc. SPIE*, Vol. 7013
- Tatulli, E., Blind, N., Berger, J. P., Chelli, A., & Malbet, F. 2010, *A&A*, 524, A65
- Tatulli, E. & Chelli, A. 2005, *Journal of the Optical Society of America A*, 22, 1589
- ten Brummelaar, T., Che, X., McAlister, H., et al. 2014, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 9148, Adaptive Optics Systems IV, 91484Q
- ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., et al. 2005, *ApJ*, 628, 453
- Weigelt, G., Hofmann, K.-H., Schertl, D., et al. 2016, *A&A*, 594, A106
- Wittkowski, M., Abellán, F. J., Arroyo-Torres, B., et al. 2017, *A&A*, 606, L1

Appendix A: The FRIEND data flow

During the observations, the science data are completed by auxiliary data required for correcting the cosmetic of the detector and for estimating the photometry of each beam in the interferogram. All data are recorded at a rate of 50 frames per second and we define a block as a series of 6000 single exposures (2 mn of time). The acquisition sequence is done as following:

- A **Dark:** Acquisition of 10 blocks of dark (all shutters closed) to produce a map called the master dark and a table of gains called the master gain.
- B **Shutters 1,2,3:** Each internal shutter is opened to record successively the internal white-light source feeding fiber i and seen at the same time in the photometric channel i and in the interferometric channel. We obtain the required geometrical information (position and width of the photometric channels, shape of each beam in the interferogram) and the $\kappa_i(\lambda)$ coefficients (ratio of the flux of beam i in the interferogram to the flux in the photometric channel i , for each wavelength).
- C **Foreground data:** The internal white-light source illuminates the detector with all shutters opened the internal delay lines placed out of coherence. We obtain the power spectrum (PS hereafter) of the photon noise.
- D **Fringe data:** On-sky acquisition to produce the squared visibility and the closure phase.

We have tested the stability of the different products of steps A, B and C and concluded that achieving these measurements once a day before the start of the night is sufficient.

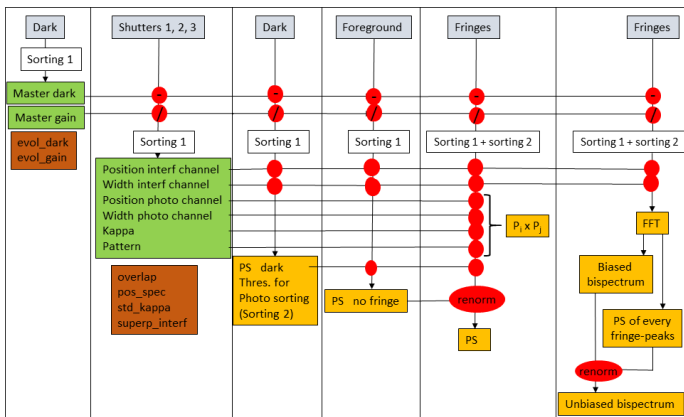


Fig. A.1: Data flow of FRIEND represented, from left to right, as the 6 steps explained in the text. There are the different raw data (grey boxes), the products of calibration (green boxes), the quality controls (brown boxes), and the products of the processing (orange boxes). Some products are required to proceed to the next step (red circles). Different selections are made on the raw frames (*Sorting* boxes): *Sorting 1* removes the frames with flashes and *Sorting 2* removes frames on photometric criteria.

The data flow of FRIEND is schematically presented in Fig. A.1. Each step of the processing produces intermediate products necessary for the next steps and for quality check.

Different frame selections are made all along the processing. With *Sorting 1* we remove the frames with extreme values (maximum intensity of the image larger than three times the median of the maximum intensities) whereas *Sorting 2* removes frames when one of the fluxes in the photometric channels (1 and 2 for fringes 1-2, 2 and 3 for fringes 2-3, 1 and 3 for fringes 1-3, and 1, 2 and 3 for closure phase) is below a certain threshold (see Sec. 4.1). Details of the different steps are described below:

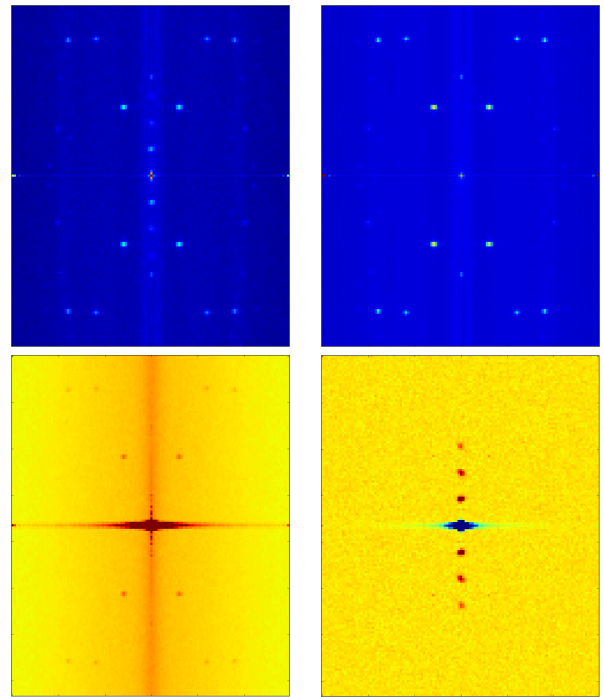


Fig. A.2: The different quantities used to obtain an unbiased mean PS_0 of the fringe data (bottom-right) over the frames. The mean PS_{dark} (upper-right) removes the contribution of the dark (artefacts and background structures) in the mean PS_1 of the fringe (upper-left) and the mean $PS_{foreground}$ of the foreground data (bottom-left). The mean $PS_{foreground}$ removes the photon noise contribution and other background structures.

Step 1: The dark frames are sorted for flashes and averaged to produce the *master dark*. We also compute the histogram of the pixel intensities to estimate the *master gain*, i.e. the amplification gain of each of the subareas following the method described by Robbins (2005). This gives us all the required information for the preprocessing of the data frames:

$$ppframe = \frac{frame - master\ dark}{master\ gain} \times K \quad (A.1)$$

where $K = 19.12e^{-}/ADU$ is the system gain. This equation is applied to all subsequent steps.

Step 2: The *location* and *width* of the photometric channels and of the interferogram are estimated by a double Gaussian fit on the integration of the shutter data. This gives us also the exact *pattern* of each beam in the interferogram. The $\kappa_i(\lambda)$ coefficients are finally calculated.

Step 3: The PS of the preprocessed dark frames is computed over the area of the interferogram. It is used later on to correct the PS of the fringe data. The threshold used for the photometric sorting is determined by computing the standard deviation of the intensity in the dark frames.

Step 4: The PS of the preprocessed foreground frames is computed over the area of the interferogram. It is used to remove the contribution of the photon bias structures in the PS of the fringe data (Garcia et al. 2016).

Step 5: We apply the photometric sorting on beams i and j on the preprocessed frames of the science data and compute the raw PS (PS_1 , Fig. A.2, upper-left) for the fringes of baseline $i - j$. This PS is corrected following :

$$PS_0 = PS_1 - PS_{dark} - N_1/N_{foreground} (PS_{foreground} - PS_{dark}) \quad (\text{A.2})$$

where PS_{dark} , $PS_{foreground}$ are respectively the PS of the dark and the PS of the foreground data (see Fig. A.2, resp. upper-right and bottom-left), and N_1 , $N_{foreground}$ are respectively the number of photons in PS_1 and $PS_{foreground}$. Despite this correction, a residual uniform bias, which integration represents around 10% of the energy of the fringe-peak, is found in PS_0 (Fig. A.2, bottom-right). We identified it to the excess noise described in Robbins & Hadwen (2003) and Hirsch et al. (2013) and decided to remove it after an estimation over an area with no data signal.

The position of the fringe signals in the final PS is used to estimate the optical path difference (OPD hereafter) following the method described by Koechlin et al. (1996). This quantity is first used to reject, by a method of sigma clipping, the measurements showing important fringe drifts or loss of fringe tracking. The temporal sampling of the OPD that can be reached depends on the S/N. The squared visibilities are then corrected from the non-zero OPD.

Step 6: The photometric sorting is applied on all photometric channels for the selection of frames used for the closure phase computation. As presented in Martinod et al. (2016), the closure phase estimation is based on the bispectrum of the preprocessed frames, $B_{1,u,v}$. It is unbiased following Eq. A.3:

$$B_{0,u,v} = B_{1,u,v} - \gamma (|C_u|^2 + |C_v|^2 + |C_{u+v}|^2) + \beta N, \quad (\text{A.3})$$

where u and v are respectively the spatial frequencies of the first and the second baseline. The term $|C_u|^2$ is the PS for the fringe at position u and N is the average photon counts in the interferogram. The γ and β coefficients allow to minimize the variance of the noise in the bispectrum area surrounding the region of interest.

Appendix B: Expression of the shape factor

The shape factor of the fringe-peak \widehat{Gab}_{ij} is linked to the product of the beam pattern Gab_{ij} by the discrete Parseval's identity (because the PS of the interferogram is computed with a discrete FT):

$$\widehat{Gab}_{ij} = N_{\text{pix}} Gab_{ij} \quad (\text{B.1})$$

where N_{pix} is the number of pixels in the interferogram:

In order to determine Gab_{ij} , we assume that the beam patterns are identical (same position, same full width at half maximum, same amplitude) and that the spectrum is flat with an intensity equal to 1. The width of one spectral channel is fixed to 1 pixel. Consequently, N_{pix} is defined by:

$$N_{\text{pix}} = \Delta\alpha \times N_\lambda \quad (\text{B.2})$$

where $\Delta\alpha$ and N_λ are respectively the width of the interferogram along the spatial axis (in pixel) and the number of pixels along

the spectral axis of the interferogram.

The beam pattern is defined by:

$$G(\lambda, \alpha) = A e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (\text{B.3})$$

with α_0 and σ the position and the characteristic dimension of the Gaussian function.

The interferogram is cut to $\alpha_0 \pm 3\sigma$ in the spatial direction so its width $\Delta\alpha = 6\sigma$.

The total flux in the Gaussian pattern is normalized to 1 in the interferometric channel:

$$\int_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\alpha} G(\lambda, \alpha) d\alpha d\lambda = 1 \quad (\text{B.4})$$

From this Equation, we can derive the expression of A:

$$A = \frac{1}{N_\lambda \sigma \sqrt{2\pi}} \quad (\text{B.5})$$

The product of beam patterns i and j is

$$Gab_{ij} = \int_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\alpha} G_i(\lambda, \alpha) G_j(\lambda, \alpha) d\alpha d\lambda. \quad (\text{B.6})$$

By combining Eq. (B.3), (B.5), we obtain

$$Gab_{ij} = N_\lambda \left(\frac{1}{N_\lambda \sigma \sqrt{2\pi}} \right)^2 \int_{\Delta\alpha} e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{\sigma^2}} d\alpha. \quad (\text{B.7})$$

Since

$$\int_{\Delta\alpha} e^{-\frac{(\alpha-\alpha_0)^2}{\sigma^2}} d\alpha = \sqrt{2\pi} \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \quad (\text{B.8})$$

By combining Eq. (B.7) and (B.8), we deduce the last expression of Gab_{ij} :

$$Gab_{ij} = \frac{1}{2 \sqrt{\pi} \frac{N_{\text{pix}}}{6}} \quad (\text{B.9})$$

Finally, the expression of the shape factor is:

$$\widehat{Gab}_{ij} = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \quad (\text{B.10})$$

Appendix C: Demonstration of the photon contribution to the variance of the closure phase

Tatulli & Chelli (2005) give the expression of variance of closure phase in the photon noise regime by considering the photon noise and the Strehl ratio fluctuations. In this paper, we neglect the Strehl ratio fluctuations. The photon noise contribution to the

variance of the closure phase is given by Tatulli & Chelli (2005):

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{phot}}^2 = & \frac{N_{\text{tel}}^3}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^3 - \frac{1}{|V_{12}V_{23}V_{13}|} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^3 + \\ & \frac{N_{\text{tel}}^2(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 - \\ & \frac{(|V_{12}|^4 + |V_{23}|^4 + |V_{13}|^4)}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\ & \frac{(|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2)}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\ & \frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 - \\ & \frac{2|V_{12}V_{23}V_{13}|(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

with $|V_{ij}|$ the modulus of the visibility of beams i and j .

The boxed terms of this Equation depend on the coherent flux $C_{ij} = N_{\text{ph}}V_{ij}$ and the photon noise variance $\sigma_{\text{p}}^2 = N_{\text{ph}}$. It seems N_{ph} has been simplified between them in Tatulli & Chelli (2005). To use this Equation for an EMCCD, we firstly explicit σ_{p}^2 :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{phot}}^2 = & \frac{N_{\text{tel}}^3}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}^6} \right) (\sigma_{\text{p}}^2)^3 - \frac{1}{|V_{12}V_{23}V_{13}|} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^3 + \\ & \frac{N_{\text{tel}}^2(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}^4} \right) (\sigma_{\text{p}}^2)^2 - \\ & \frac{|V_{12}|^4 + |V_{23}|^4 + |V_{13}|^4}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\ & \frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\ & \frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}^2} \right) (\sigma_{\text{p}}^2) - \\ & \frac{2|V_{12}V_{23}V_{13}|(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Finally, we change the variance of the photon noise σ_{p}^2 into the modified one σ_{mod}^2 (Sec. 2.2):

$$\sigma_{\text{mod}}^2 = F^2(N_{\text{ph}} + N_{\text{d+c}}) \quad (\text{C.3})$$

It allows us to get the expression for the error on closure phase for FRIEND (Sec. 2.3.2):

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{phot}}^2 = & \frac{N_{\text{tel}}^3}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}^6} \right) (\sigma_{\text{mod}}^2)^3 - \frac{1}{|V_{12}V_{23}V_{13}|} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^3 + \\ & \frac{N_{\text{tel}}^2(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}^4} \right) (\sigma_{\text{mod}}^2)^2 - \\ & \frac{|V_{12}|^4 + |V_{23}|^4 + |V_{13}|^4}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\ & \frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right)^2 + \\ & \frac{|V_{12}|^2|V_{23}|^2 + |V_{23}|^2|V_{13}|^2 + |V_{12}|^2|V_{13}|^2}{2|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}^2} \right) (\sigma_{\text{mod}}^2) - \\ & \frac{|V_{12}V_{23}V_{13}|(|V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{13}|^2)}{|V_{12}V_{23}V_{13}|^2} \left(\frac{N_{\text{tel}}}{N_{\text{ph}}} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

where $|V_{ij}|$ is the modulus of the visibility of beams i and j .

Appendix D: Choice of the crystal used for the compensation of the birefringence

We followed the work done by Lazareff et al. (2012) in order to choice the material for the compensation plates. Our instrument required a birefringence correction of the order of $5 \mu\text{m}$ between two beams of the interferometer. Besides, the dispersion (versus wavelength) of the birefringence correction should be as small as possible in order to have a fringe contrast lost better than 1% over the whole spectral bandwidth of FRIEND ($\Delta\lambda = 120 \text{ nm}$ between 630 nm and 750 nm).

We studied several uniaxial crystals. Finally we chose the high temperature phase BBO, called αBBO , which is a negative uniaxial crystal with a large birefringence over the broad transparent range from 189 nm to 3500 nm. To check our specifications we computed two quantities : the effective birefringence β_{eff} and the figure of merit A (see eq. 5 and sec. 4 in Lazareff et al. (2012)). Fig. D.1 presents the behavior of β_{eff} with respect to the incidence angle at $\lambda = 690 \text{ nm}$. And Fig. D.2 presents the behavior of A with respect to the wavelength.

Adopting an incidence angle excursion from 0° to 30° , Fig. D.1 shows that we can achieve an effective birefringence excursion of $\approx 5 \times 10^{-3}$. So with a plate thickness of 2 mm , the system provides a peak-to-peak correction of $10 \mu\text{m}$ path length. This correction is in perfect agreement with our specification ($5 \mu\text{m}$) since, in our system, one of the three compensation plates is fixed.

Adopting a maximal birefringence of $5 \mu\text{m}$ at 690 nm corresponding to $n_f = 7$ fringes, our compensation introduce at the band edges a differential birefringence of:

$$\delta n_{\text{edge}} \approx n_f \frac{1}{|A|} \frac{\Delta\lambda}{2\lambda} \approx 0.05 \quad (\text{D.1})$$

where $|A| \approx 12$ at $\lambda = 690 \text{ nm}$ (see Fig. D.2). This differential birefringence of 0.05 fringes induces a 1% lost of contrast at the band edges which is also in good agreement with our specifications.

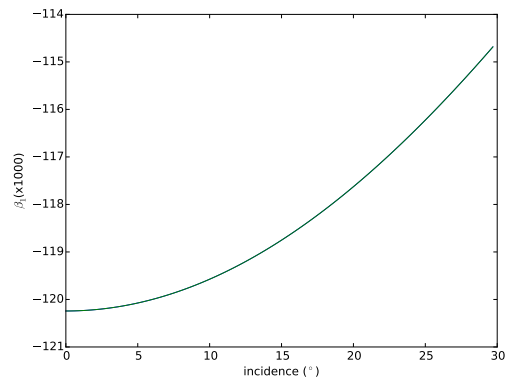


Fig. D.1: Effective birefringence versus incidence at $\lambda = 690 \text{ nm}$.

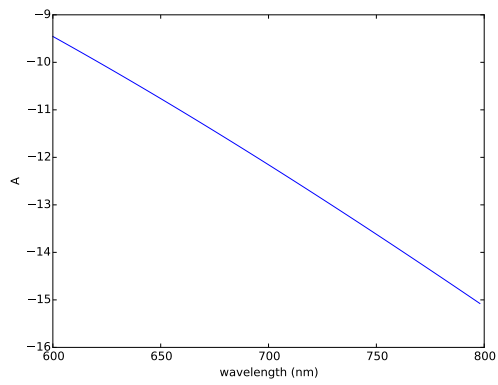


Fig. D.2: Figure of merit A with respect to wavelength.

Abréviations et acronymes

ADU : *Analog to Digital Unit*

AMBER : *Astronomical Multi BEam Recombiner*

BCP : *Beam Compressor*

BF : Boucle fermée

BO : Boucle ouverte

BSS : *Beam Sampling System*

CAU : *Calibration and Alignment Unit*

CCD : *Charge-Coupled Device*

CESAR : *Coupling Efficiency Statistical Analysis and Recording*

CHAMP : *CHARA-Michigan Phasetracker*

CHARA : *Center for High Angular Astronomy*

CIC : *Clock Induced Charge*

CLIMB : *CLassic Infrared Multi-Beam*

COAST : *Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope*

DIMM : *Differential Image Motion Monitor*

DDM : Différence De Marche

DIT : *Detector Integration Time*

DRS : *Development Reduction Software*

DSP : Densité Spectrale de Puissance

E-APD : *electron initiated avalanche photodiode*

ELT : *Extremely Large Telescope*

EMCCD : *Electron Multiplying Charge-Coupled Device*

FEP : Fonction d'étalement du point

FL : *Flatten*

FLUOR : *Fiber Linked Unit for Optical Recombination*

FRIEND : *Fibered and spectrally Resolved Interferometer - New Design*

FRIENDLY : *FRIEND simuLator developed in pYthon*

FTO : Fonction de Transfert Optique

GI2T : Grand Interféromètre à 2 Télescopes

GRAVITY : *General Relativity Analysis via Vlt InTerferometrY*

He-Ne : Helium-Néon

ICCD : *Intensified Charge-Coupled Device*

IOT : *Interface Optical Table*

IPS : Images Par Seconde

IOTA : *Infrared Optical Telescope Array*
JouFLU : Jouvence de FLUOR
LABAO : *LABoratory Adaptive Optics*
LDC : *Longitudinal Dispersion Correctors*
mas : milliseconde d'arc
MATISSE : *Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment*
MCB : Module de Compensation de la Biréfringence
MIRC : *Michigan InfraRed Combiner*
MROI : *Magdalena Rife Observatory Interferometer*
NPOI : *Navy Precision Optical Interferometer*
pc : parsec
OA : Optique Adaptative
OLBI : *Optical Long Baseline Interferometry*
OPLE : *Optical Path Length Equalizer*
PA : Position Angulaire
PAVO : *Precision Astronomical Visible Observation*
PIONIER : *Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment*
QE : Quantum Efficiency
RON : *Read-Out Noise*
RSB : Rapport Signal-à-bruit
SCEXAO : *Subaru Coronagraphic Extreme Adaptive Optics*
SPICA : *Stellar Parameters and Images with a Cophased Array*
Sr : Rapport de Strehl
STRAP : *System for Tip-tilt Removal with Avalanche Photodiodes*
SUSI : *Sydney University Stellar Interferometer*
TELAO : *TELEscope Adaptive Optics*
TF : Transformée de Fourier
TT : Tip-Tilt
TU : Temps Universel
UA : Unité Arbitraire
VEGA : *Visible spEctroGraph and polArimeter*
VISION : *Visible Imaging System for Interferometric Observations instrument*
VLTi : *Very Large Telescope Interferometer*

Historique des observations

FRIEND a été installé à CHARA en décembre 2014 et des franges à 2 télescopes ont été observées. Les franges à 3 télescopes ont été obtenues lors d'une mission en avril 2015. La caractérisation approfondie de l'instrument a commencé à partir de la mission de septembre 2015, à laquelle j'ai pris part. Depuis, de nombreuses missions sur place et à distance se sont succédées pour caractériser l'instrument, développer, appliquer et tester sur le ciel les solutions qui en découlent. Toutes ces missions sont consignées dans le Tableau B.1. Toutes les données qui en découlent ne sont pas présentées dans ce manuscrit pour diverses raisons telles que leur qualité ou des premiers tests de caractérisation infructueux.

Date	Objet (et ses calibrateurs)	Télescopes	Commentaires
27-09-2015 [†]	γ Cas + ζ Cas (Cal)	E1E2W2	Test de polarisation et premiers tests du DRS.
28-09-2015	γ Cas, ζ Cas (Cal), δ Cas, ε Cas, θ Cas, α Cep, β Cep	E1E2W2	Prise en main de l'instrument sur différentes cibles.
09-10-2015 [†]	γ Cas et ζ Cas Source interne VEGA	E1E2W2	Détermination du temps d'intégration optimal. Étude impact de la biréfringence des fibres sur la visibilité instrumentale en lumière polarisée.
07-07-2016 [†]	Source interne VEGA		Implémentation et premiers tests du module de compensation de la biréfringence des fibres.
08-07-2016	α Oph + HD165777, HD161868, HD177724	E1E2W2	Stabilité de la fonction de transfert sur plusieurs calibrateurs, tentative de mesure de basses visibilités.
09-07-2016	α Oph + HD165777, HD161868, HD177724	E1E2W2	Stabilité de la fonction de transfert sur plusieurs calibrateurs, tentative de mesure de basses visibilités.
	θ Aql + HD177756, HD198001	E1E2W2	Tentative de mesure de clôture de phase.
	δ Cyg + HD184006	E1E2W2	Tentative de mesure de diamètre angulaire.
10-07-2016	θ Aql + HD177756, HD198001	E1E2W2	Tentative de mesure de clôture de phase.
	δ Cyg + HD184006	E1E2W2	Tentative de mesure de diamètre angulaire.
11-07-2016	α Oph + HD165777, HD161868, HD177724	E1E2W2	Stabilité de la fonction de transfert sur plusieurs calibrateurs, tentative de mesure de basses visibilités.
	δ Cyg + HD184006	E1E2W2	Mesure de diamètre angulaire.
26-09-2016 [†]	Source interne VEGA		Test de gain et stabilité du dark.
27-09-2016 [†]	γ Cas + ζ Cas	E1E2W1	Test sur ciel du module de compensation de la biréfringence. Finalisation du DRS.
29-09-2016 [†]	γ Cas + ζ Cas	E1E2W2	Caractérisation de la fonction de transfert.
30-09-2016 [†]	γ Cas + ζ Cas, HD2905, HD3240	E1E2W2	Caractérisation de la fonction de transfert sur plusieurs calibrateurs, détermination de la magnitude limite et étude du RSB.
01-10-2016	β Aur	E1E2W2	Tentative de mesure de la clôture de phase.
08-03-2017	Sirius	S2	Test d'injection avec LABAO ¹
	Regulus	S2	Test de différents modes de fonctionnement de LABAO.
10-03-2017	Sirius	S1S2	Test d'injection avec LABAO et enregistrement des données du LABAO.
	Regulus	S1S2	Test d'obtention d'interférences avec LABAO et avec/sans CLIMB.
23 et 24 06-2017	θ Aql + HD177756, HD198001	E2W2W1	Tentative mesure de la clôture de phase. Constat du désalignement des faisceaux de FRIEND selon l'axe spectral.
12 et 14 10-2017 [†]	ζ Ori A + κ Ori	S2S1W2	Observation d'un système binaire connu pour en retrouver la séparation et la position angulaire à partir des mesures de visibilité et de clôture de phase.
16-10-2017 [†]	Capella	S2S1W2	Test d'injection d'un front d'onde après correction par les LABAO.

¹ 2^e étage de l'OA de CHARA

Tableau B.1 – Historique des observations faites avec FRIEND tout au long de la thèse. Les informations sur les télescopes et les bases formées sont dans [ten Brummelaar et al. \(2005\)](#). Le symbole [†] indique que les données sont présentées dans le manuscrit. Les dates sont données au temps universel

Procédure d'observation

FRIEND interagit avec l'infrastructure de CHARA et fonctionne avec VEGA pour l'alignement avec les axes optiques de CHARA et avec CLIMB pour le cohérencage des franges. Une nuit d'observation se compose d'une phase préparatoire en amont pour l'organiser en fonction des cibles, d'une autre durant la nuit où les données sont acquises puis la dernière, en fin de nuit, où les instruments sont déconnectés et les données sont sauvegardées.

C.1 Préparation de la nuit d'observation

C.1.1 Préparation d'une observation en interférométrie

Pour une étoile de science Sci choisie avec ses calibrateurs (Cal), il faut définir les télescopes en fonction de la longueur et l'orientation de la ligne de base. Celle-ci est choisie selon la résolution et l'axe le long duquel on souhaite observer l'objet. On définit enfin les PoP qui seront utilisés. Ces choix sont contraints par la maximisation de la durée d'observation de l'étoile de science et de ses calibrateurs.

La planification d'une observation interférométrique est facilitée grâce au logiciel ASPRO2. Ce logiciel permet de planifier les observations pour tous les interféromètres en service dans le monde entier avec leurs instruments. Il récupère les informations connues dans Simbad¹ de tous les objets demandés (*Targets*, Fig. C.1) et fournit leurs périodes d'observabilité pour une configuration de télescopes donnée. Pour cela, il faut indiquer l'interféromètre et l'instrument utilisés (*Main setting*, Fig. C.1), la configuration des télescopes (*Configuration(s)*, Fig. C.1), la date et l'élévation minimale au-dessus de laquelle les objets sont considérés comme visibles (*Constraints*, Fig. C.1).

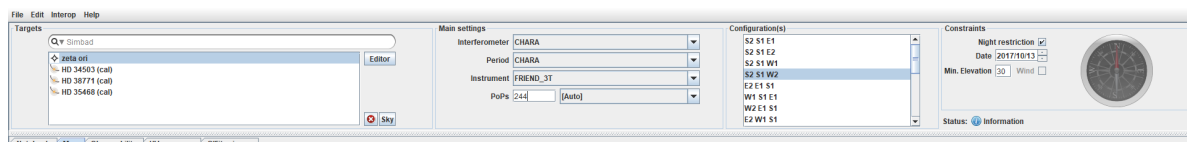


FIGURE C.1 – Bandeau de Aspro2 permettant l'entrée des étoiles, le choix de l'interféromètre et de l'instrument, la sélection du n-uplet de télescopes.

1. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

A partir de ces informations, on obtient la carte du réseau de télescopes avec mise en évidence des lignes de base de la configuration choisie (Fig. C.2) et la période d'observabilité de tous les objets (Fig. C.3). ASPRO2 intègre également un outil de modélisation des objets observés dont la TF est ensuite calculée. Il est alors possible de prévoir les visibilité attendues en fonction de la couverture du plan (u,v) (Fig. C.4). Cela permet également de suivre l'évolution du V^2 et de la clôture de phase en fonction de différents paramètres comme l'angle horaire (Fig. C.5).

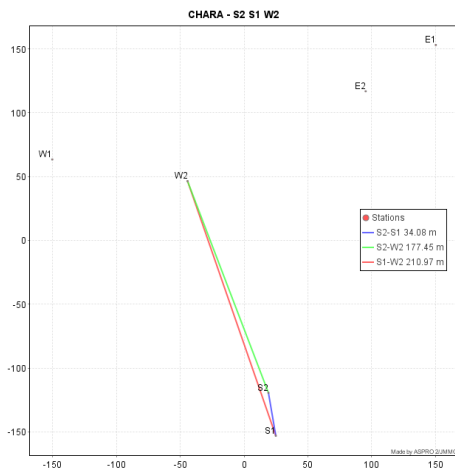


FIGURE C.2 – Disposition des télescopes du réseau et mise en évidence des lignes de base choisies

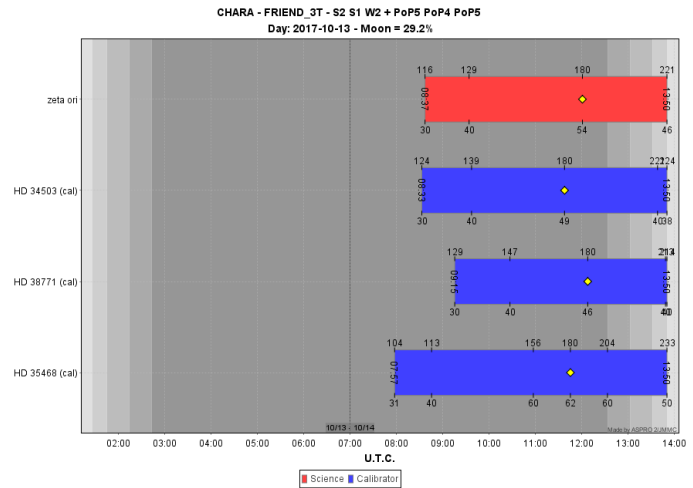


FIGURE C.3 – Période d'observabilité commune à ζ Ori A et 3 calibrateurs compte tenu du triplet de télescopes sélectionné.

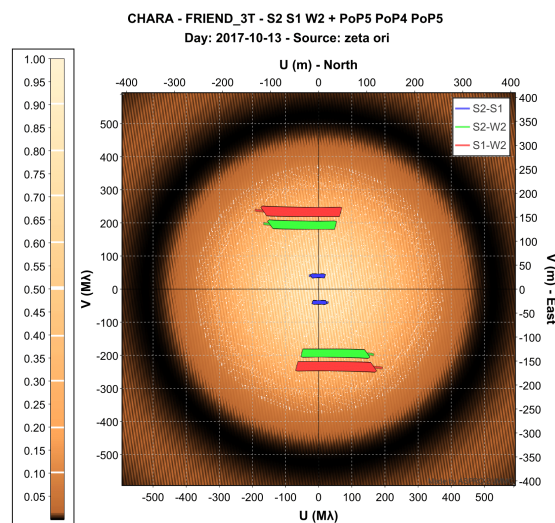


FIGURE C.4 – Couverture du plan (u,v) du triplet de télescopes au cours de la nuit sur la DSP d'un modèle de ζ Ori A consistant en deux disques uniformes séparés de 24 mas et dont la position angulaire du compagnon est de 81° .

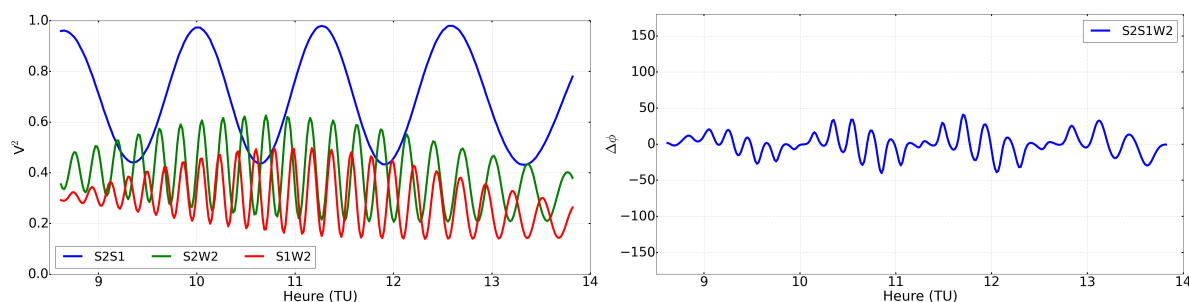


FIGURE C.5 – Évolution de V^2 (à gauche) et de la clôture de phase (à droite) en fonction de l'heure (TU) obtenue sur ASPRO2 d'après le modèle de ζ Ori A dont la DSP est visualisée en Figure 7.6.

C.1.2 Préparation de FRIEND

Une fois que la planification avec ASPRO2 est prête, on peut préparer FRIEND pour l'observation. L'acquisition des données de calibration se fait en début de nuit. Des scripts pré-existants permettent de semi-automatiser l'acquisition des données comme je le montrerai lors de la description des interfaces informatiques de FRIEND (voir *infra*). La méthode de préparation est la suivante :

1. Démarrage et refroidissement de la caméra :
 - i Allumer le circuit de refroidissement des détecteurs VEGA et FRIEND ;
 - ii Activer l'alimentation électrique de l'OCAM² ;
 - iii Démarrer l'interface de contrôle de la caméra de FRIEND ;
 - iv Régler le refroidissement au plus bas (-45°). Attendre la thermalisation avant toute acquisition (environ 15 min).
2. Envoi du flux de la source interne sur FRIEND :
 - i Démarrer l'interface de contrôle (*Interface Control Software* en anglais) de VEGA ;
 - ii Allumer la source interne ;
 - iii Paramétrer l'interface de contrôle pour envoyer le flux de la source interne vers le spectrographe de VEGA.
3. Préparation de FRIEND à l'acquisition (Fig. C.6) :
 - i Régler le temps d'intégration à 20 ms
 - ii Mettre le gain d'amplification au maximum ;
 - iii Lancer l'acquisition puis l'application d'un dark instantané pour l'aperçu en temps réel ;
 - iv Lancer la capture des images par OCAM² ;
 - v Démarrer l'interface de contrôle de FRIEND ;
 - vi Initialiser tous les composants mobiles. Le mode spectral par défaut est celui de basse résolution ;
 - vii Placer la platine de récupération des faisceaux en travers de l'axe optique ;
 - viii Faire de même avec le module de biréfringence.
4. Optimisation de l'injection et de la visibilité :
 - i Optimiser l'injection (passer en mode miroir si nécessaire) en positionnant les fibres ((5) Fig. C.6) ;
 - ii Orienter les lames biréfringentes à leurs derniers angles connus ;
 - iii Placer les pics-franges à la DDM nulle ;
 - iv Optimiser les visibilitées des bases 23 et 12 en modifiant les angles d'incidence sur les lames biréfringentes ((2) Fig. C.6) ;

v Optimiser l'injection une nouvelle fois.

5. Acquisition des données de calibration :

- i Enregistrer 10 blocs de dark (obturateur caméra fermé);
- ii Enregistrer le flux d'un faisceau à la fois (1 bloc d'images par faisceau);
- iii Enregistrer le flux incohérent avec toutes les voies ouvertes (1 bloc d'images).

6. Calibration spectrale :

- i Eteindre la source interne et allumer la lampe spectrale;
- ii Enregistrer le spectre de cette lampe pour la calibration spectrale de FRIEND.

7. Mise en attente de FRIEND :

- i Arrêter la capture d'images et mettre le gain d'amplification à 1;
- ii Retirer le module de compensation et la platine de récupération des faisceaux de l'axe optique afin de permettre l'utilisation de VEGA;
- iii La nuit d'observation peut débuter.

L'étape 7.ii) est nécessaire car les lames biréfringentes décalent légèrement les faisceaux d'où un défaut d'alignement sur VEGA. De plus, elles provoquent un déphasage entre les polarisations de la lumière qui dégradent la visibilité instrumentale de VEGA.

Pour réaliser toutes ces opérations, j'interagis avec FRIEND et VEGA par différentes interfaces. Je n'ai pas participé à leur développement mais j'ai participé de façon ponctuelle à des corrections du code des interfaces de FRIEND.

L'interface de contrôle de VEGA permet de sélectionner la source qui doit éclairer le prototype (source interne, lampe spectrale ou l'étoile). Il pilote également la direction des faisceaux soit vers l'*Image and Pupil Sensor*, pour vérifier l'alignement de VEGA (et de fait FRIEND) avec les plans pupilles de CHARA, soit vers le spectrographe de VEGA i.e. vers FRIEND.

L'interface de contrôle de FRIEND permet le contrôle des faisceaux dans les modules d'injection et de recombinaison (Fig. C.6). Grâce à lui, il est possible de configurer l'instrument pour acquérir tous les types de données nécessaires à la réduction des données scientifiques.

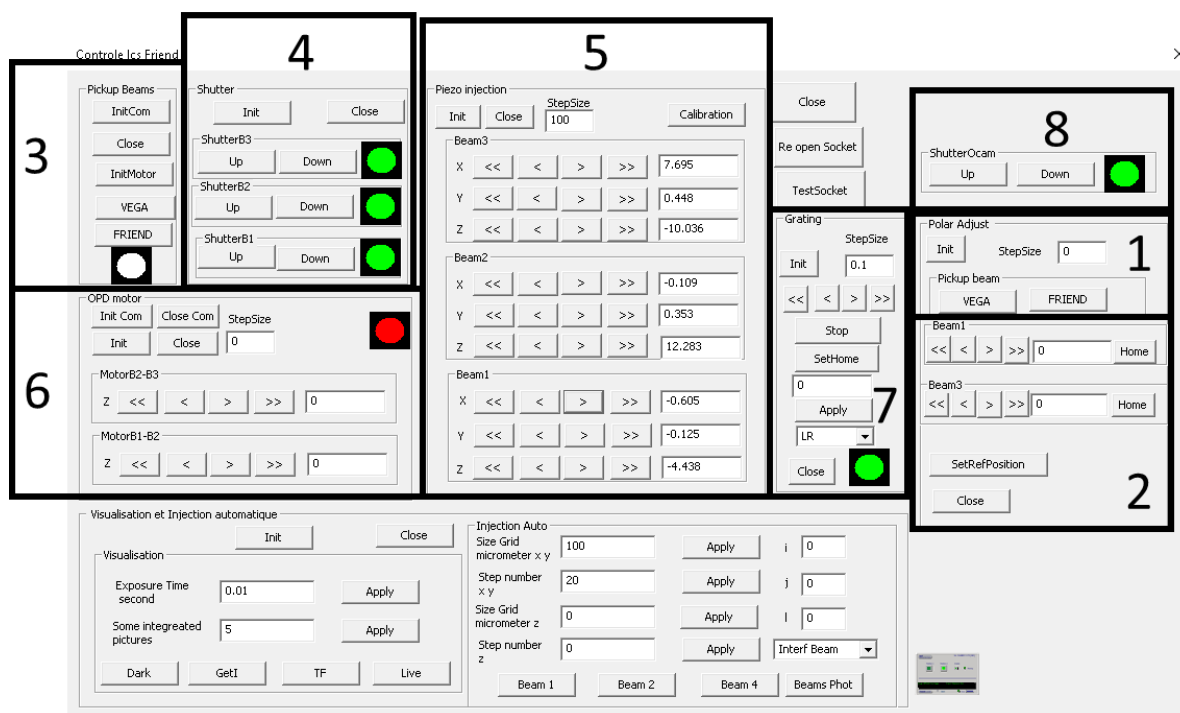


FIGURE C.6 – Interface de contrôle de FRIEND. (1) : placement du module de biréfringence sur ou hors de l'axe optique des faisceaux V1 à V3. (2) : orientation des lames biréfringentes de V1 et V3. (3) : translation de la platine de récupération des faisceaux sur ou hors l'axe optique des faisceaux V1 à V3. (4) : levée ou abaissement les obturateurs des trois faisceaux. (5) : positionnement des fibres optiques. (6) : réglage des lignes à retard internes. (7) : sélection du mode de résolution spectrale. (8) : fermeture ou ouverture de l'obturateur de la caméra.

Ses actions sur le module de biréfringence sont :

- Le placement de celui-ci sur ou hors de l'axe optique des faisceaux V1 à V3 (1);
- L'orientation des lames biréfringentes de V1 et V3 (2).

Son contrôle sur le module d'injection consiste :

- à placer la platine de récupération des faisceaux sur ou hors l'axe optique des faisceaux V1 à V3 (3);
- à lever ou abaisser les obturateurs des trois faisceaux (4);
- à positionner les fibres optiques (5);
- à régler les lignes à retard internes (6).

Ses actions sur le module de recombinaison sont :

- la sélection du mode de résolution spectrale (7);
- la fermeture ou l'ouverture de l'obturateur de la caméra (8).

L'interface de OCAM² contrôle tous les aspects de l'acquisition tels que la paramétrisation de la caméra et la configuration de la sauvegarde. Elle peut aussi mesurer en temps réel le flux dans les voies

photométriques et le contraste des franges. Si nécessaire, elle peut également agir sur les modules de FRIEND, par des actions spécifiques, notamment sur l'obturateur de la caméra et les lignes à retard internes.

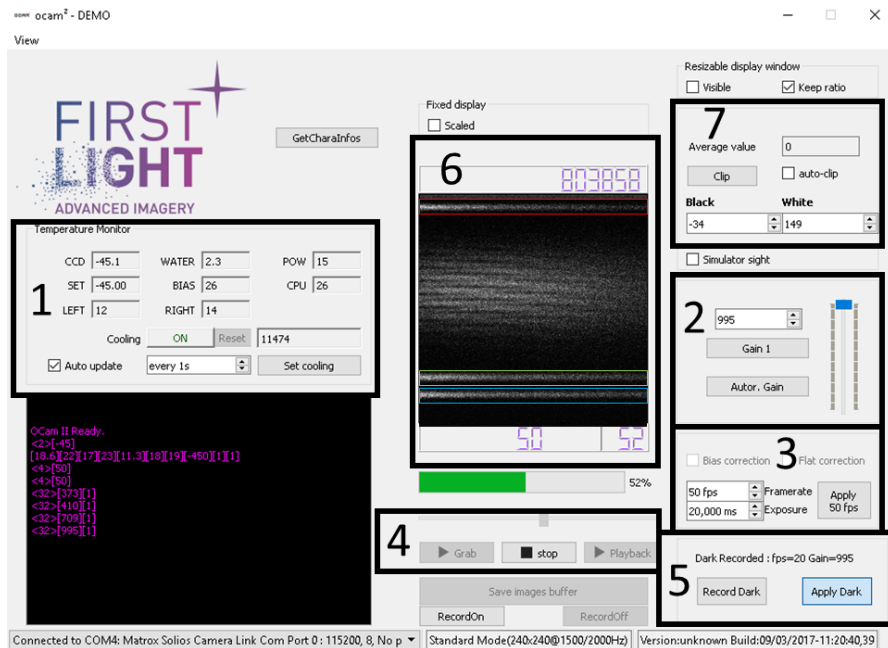


FIGURE C.7 – Interface de contrôle de l'OCAM². (1) : définition de la température de refroidissement de la caméra. (2) : réglage du gain d'amplification. (3) : réglage du temps d'intégration (DIT). (4) : lancement de la capture des images, ce qui permet d'avoir l'aperçu en temps réel et d'enregistrer les données. (5) : acquisition d'un bloc de 6000 images de dark pour le traitement du signal de l'aperçu en temps réel (sans conséquence sur les données enregistrées). (6) : aperçu en temps réel du signal reçu par la caméra. (7) : réglage de la dynamique de l'image.

Les actions sur la caméra, gérées par la fenêtre principale (Fig. C.7), sont :

- de définir la température de refroidissement de la caméra (1) ;
- de régler le gain d'amplification (2) ;
- de régler le temps d'intégration (3) ;
- de lancer la capture des images, ce qui permet d'avoir l'aperçu en temps réel et d'enregistrer les données (4) ;
- d'acquérir un bloc de 6000 images de dark pour le traitement du signal de l'aperçu en temps réel (sans conséquence sur les données enregistrées) (5).

On visualise en temps réel le signal reçu par la caméra grâce à l'aperçu (6) dont on peut régler la dynamique (7). L'éditeur de scénario (Fig. C.8) de cette interface permet d'automatiser des acquisitions, en particulier celles des données de calibration.

Cette interface permet de charger des scripts XML pré-existants pour exécuter des tâches précises telles que l'acquisition des blocs de dark ou des obturateurs des faisceaux ouverts individuellement.

Le contrôle de l'alignement des fibres optiques de FRIEND sur l'axe optique de VEGA se fait en temps réel grâce à la mesure du flux dans les voies photométriques dans la *visionneuse des flux* (Fig. C.9). Du fait des éventuelles dérives des positions verticales des voies, il est possible de modifier la zone de calcul du flux des faisceaux et le temps d'intégration en (1). Les intégrales des rectangles définissant ces zones sont affichées au cours du temps en (2). Grâce à cet outil, il est facile de déterminer la position du maximum d'injection de chaque fibre en maximisant le flux mesuré en

temps réel.

La visionneuse de la TF affiche la DSP (Fig. C.10) en temps réel. Elle permet de visualiser les franges d'interférences en temps réel pour contrôler la présence des interférences durant l'observation d'un objet ou pour régler le cohérence de FRIEND avec un autre instrument (Sec. C.2.1).

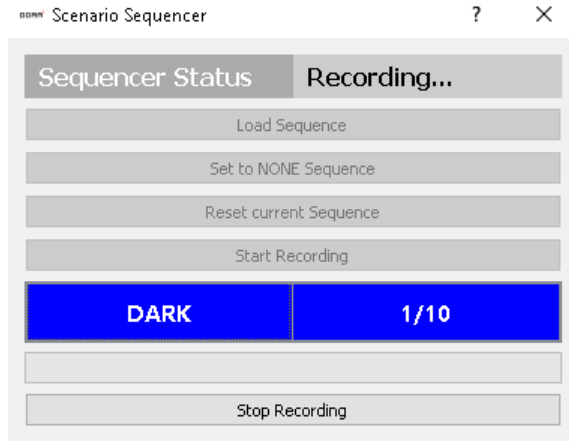


FIGURE C.8 – Éditeur de scénario en train d'enregistrer les 10 blocs de dark automatiquement. Il a fermé lui-même l'obturateur de la caméra et s'arrêtera après l'enregistrement du 10^e bloc.

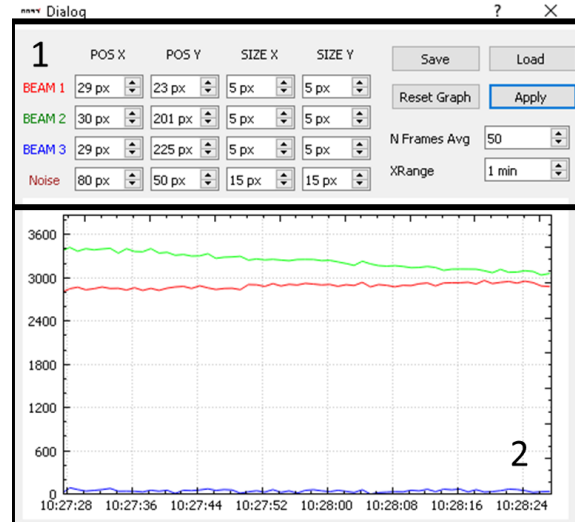


FIGURE C.9 – Visualisation du flux dans les voies photométriques en temps réel. (1) : définition de la position et de la taille des zones de calcul des flux. (2) : Graphique de l'évolution du flux sur les trois faisceaux (rouge : voie 1, vert : voie 2, bleu : voie 3).

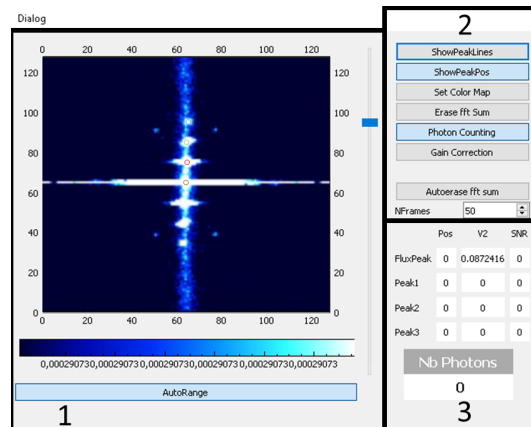


FIGURE C.10 – Visualisation de la DSP de l'interférogramme en temps réel (γ Cas, le 29-09-2016). (1) : visualisation de la DSP de la voie interférométrique. (2) : option de visualisation et nombre d'images maximal à intégrer avant l'effacement de la visualisation de la DSP. (3) : positions des pics-franges et nombre de photons

Elle dispose d'un mode "intégration" qui permet de sommer les DSP ((1), Fig. C.10) de chaque image afin de gagner en RSB. La position des pics-franges est calculée au pixel près et est affichée dans cette fenêtre ((3), Fig. C.10). De plus, cette visionneuse affiche une mesure approximative (les faisceaux de la voie interférométrique sont considérés comme ayant le même flux) de la visibilité donnée par :

$$V^2 = \frac{E_{ij}}{9E_0}, \quad (C.1)$$

où E_{ij} est l'énergie contenue dans le marqueur du pic-frange (de couleur rouge, verte ou bleue) et E_0 est l'énergie du pic central. Ce dernier est délimité par un autre marqueur (marron).

Cet outil, couplé à une fenêtre similaire à la *visionneuse des flux* (Fig. C.9), permet de suivre l'évolution de la visibilité de tous les systèmes de franges en temps réel. Il est ainsi possible de régler précisément le module de compensation de la biréfringence des fibres pour maximiser la visibilité sur les deux premières bases.

C.2 Au cours de la nuit d'observation

FRIEND est aligné avec VEGA, ses franges sont à DDM nulles, la visibilité est maximisée et les données de calibration sont acquises. On peut vérifier l'alignement des fibres et le cohérençage sur le ciel en utilisant une étoile de vérification (*check star* en anglais) qui est une étoile brillante et peu résolue.

Lorsque les OA sont activées, elles réduisent la taille de la tache de diffraction. Il est alors nécessaire de vérifier que les fibres se situent toujours au centre des tâches de diffraction pour maximiser l'injection.

Il faut ensuite faire le cohérençage entre FRIEND et CLIMB pour stabiliser les franges. CLIMB est un recombinateur coaxial à trois télescopes opérant dans les bandes infrarouges J, H et K (Sturmann et al. 2010). Cet instrument dispose de lignes à retard internes et peut agir sur celles de CHARA, lui permettant de suivre les franges pour compenser le piston différentiel atmosphérique. Il est ainsi possible de l'utiliser avec un autre instrument (tel que FRIEND ou VEGA) pour en améliorer l'acquisition des données.

C.2.1 Suivi de franges et cophasage

A cause du piston différentiel atmosphérique, les franges ne sont pas stables dans le temps. Cela conduit à un étalement des pics-franges dans la direction de la DDM lorsqu'on intègre les DSP. Le suivi de franges permet de stabiliser les interférences en compensant les effets de ce piston (Sec. 1.2).

CLIMB est un cohérenceur. Il est capable de maintenir la DDM autour de sa propre valeur de référence or on souhaite que la DDM des franges de FRIEND soit nulle. Il est donc nécessaire d'étaonner la différence de marche mesurée sur FRIEND par rapport à celle mesurée sur CLIMB : c'est le cohérençage. Cette opération se fait en trois temps.

Le premier temps concerne la mise en place des lames de compensation de la dispersion chromatique de l'atmosphère ((1), Fig. C.11). En effet, c'est un milieu dispersif où les fronts d'ondes de deux longueurs d'ondes différentes sont décalés longitudinalement (Fig. C.12). Cela crée une dérive de la différence entre les DDM de ces fronts en fonction de l'élévation de l'étoile dans le ciel (du fait de la variation de l'épaisseur d'atmosphère traversée). Des lames de verre dispersives corrigent cette dispersion (Berger et al. 2003) : les *Longitudinal Dispersion Correctors plates* (LDC) (Fig. C.12).

Dans le deuxième temps, on étalonne en différence de marche FRIEND et VEGA. Ce dernier ne dispose pas de ligne à retard et ses chemins optiques sont tous de même longueur. On agit alors sur les lignes à retard internes de FRIEND pour positionner les franges à la DDM nulle (comme illustré Fig. C.10). Cette opération se réalise grâce à la source blanche de VEGA.

Enfin, on étalonne en différence de marche VEGA avec CLIMB ((2), Fig. C.11) grâce à la l'étoile de vérification. On obtient d'abord les franges sur CLIMB puis on les cherche sur VEGA en agissant directement sur les lignes à retard de CHARA. Le décalage de la DDM occasionné sur CLIMB est compensé grâce à ses lignes à retard internes. Lorsque les systèmes de franges de ces deux instruments sont à DDM nulle, CLIMB, VEGA et FRIEND sont étalonnés en DDM.

Finalement, le cohérençage de CLIMB (assisté de la correction du chromatisme par les LDC) permet de stabiliser les DDM des franges de FRIEND à mieux que $10 \mu\text{m}$ soit à moins de 2 pixels dans la DSP (qui a une résolution de $8 \mu\text{m}$ en DDM). Les franges sont donc quasiment immobiles pour

FRIEND. Cela permet de sommer les DSP de l'interférogramme pour obtenir un temps d'exposition long (plusieurs minutes).

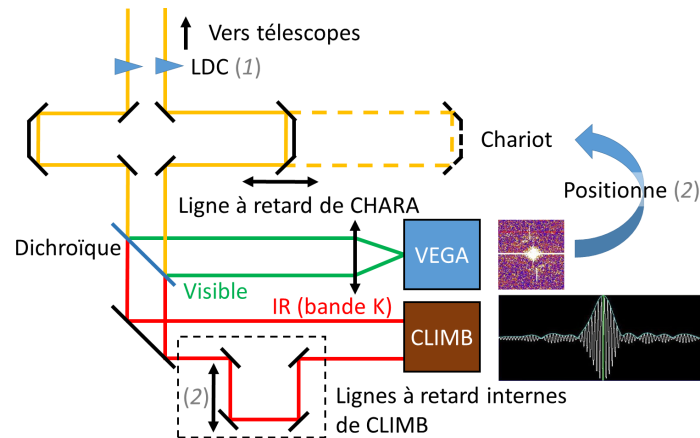


FIGURE C.11 – Schéma du cohérencage VEGA/CLIMB. Les franges de VEGA sont positionnées en DDM grâce au déplacement des lignes à retard de CHARA. Le déphasage provoqué sur CLIMB est compensé par ses lignes internes.

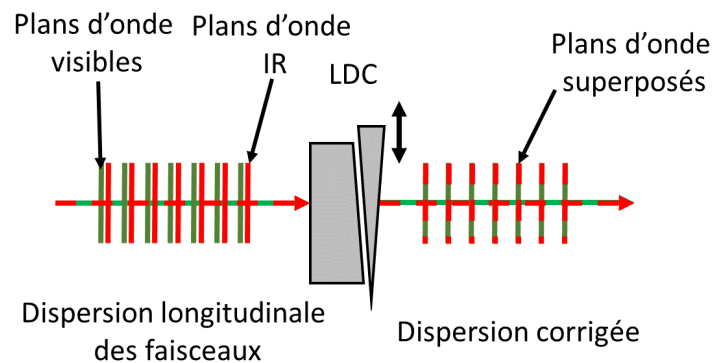


FIGURE C.12 – Schéma de la compensation de la dispersion longitudinale des longueurs d'ondes par les LDC.

C.2.2 Observer avec FRIEND

Les DDM des franges sont stables, les flux sont optimisés, on peut pointer en direction du calibrateur de l'étoile de science. Si la cible est suffisamment brillante et que l'OA est activée, on revérifie l'alignement des fibres avec le flux de l'étoile pour s'assurer que les fibres sont bien centrées sur les axes optiques de CHARA. Un contrôle de l'alignement des plans pupille de VEGA est effectué. Cette opération est réalisée après chaque changement d'étoile.

Au cours de l'observation, il est important de relever les niveaux de flux et de visibilité, sur les aperçus en temps réel. En effet, il faut anticiper un éventuel réglage à refaire et, de plus, cela aide à comprendre le résultat au moment du traitement des données. Ces relevés sont à relier aux mesures des conditions atmosphériques, en particulier sur le paramètre de Fried r_0 qui définit la qualité du seeing.

En cas de difficulté à trouver les franges, ces informations, couplées à un calculateur de RSB sur la visibilité, permettent de comprendre pourquoi l'acquisition est difficile. La relation de RSB utilisée est détaillée dans la Section 6.3. Pour cela, le calculateur prend en compte la visibilité instrumentale, la visibilité attendue de l'objet, le r_0 , la surface des télescopes, les coefficients de transmission de toute la chaîne optique, la largeur spectrale et le temps de pose du détecteur. On peut alors trouver l'origine de ces difficultés.

L'acquisition des données est paramétrée grâce à l'interface présentée par la Figure C.13. Elle gère la sauvegarde des données et le remplissage de l'en-tête des fichiers enregistrés. Après avoir spécifié le disque d'enregistrement des fichiers (1), il faut définir si la cible est un calibrateur ou une étoile de science puis rentrer son numéro HD (2). A partir de ce numéro, le logiciel récupère automatiquement son ascension droite et sa déclinaison dans la base de données de CHARA (qui peut différer des coordonnées trouvées sur SIMBAD²) (3). Il y récupère également l'identifiant des télescopes, des POP et des faisceaux utilisés (4). Ces informations seront enregistrées dans les métadonnées de FRIEND (Tab. C.1).

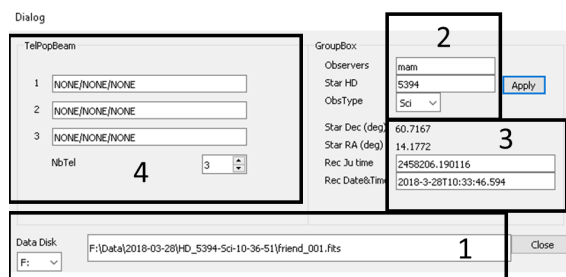


FIGURE C.13 – Fenêtre de configuration de la sauvegarde

Tableau C.1 – Métadonnées principales de FRIEND

MJD	Modified Julian Date
DATE-OBS	Date d'observation (en UT, au format <i>isot</i>)
OBSTYPE	Type d'observation (calibrateur ou science)
NTEL	Nombre de télescopes
SHUT i ST	Etat de l'obturateur $i = 1..3$
OPD i POS	Position de la ligne à retard i
POLAR i POS	Orientation de la lame biréfringente du faisceau $i = 1, 2$
GRAT POS	Mode spectral sélectionné
PZT ViX	Position en X de la fibre du faisceau $i = 1..3$
PZT ViY	Position en Y de la fibre du faisceau $i = 1..3$
PZT ViZ	Position en Z de la fibre du faisceau $i = 1..3$
PICKING POS	Indique si la platine de récupération des faisceaux est sur l'axe optique ou non
CONF GEOLON	Longitude du site de CHARA
CONF GEOLAT	Latitude du site de CHARA
OBS DEC	Déclinaison de l'objet observé
OBS RA	Ascension droite de l'objet observé
OBS TARG NUMBER	Numéro HD de l'objet observé
DET DIT	Temps d'intégration (en ms)
DET GAIN	Gain d'amplification
DET NDIT	Nombre d'images
CONF T i NAME	Nom du télescope du faisceau i
CONF POP i NAME	POP sélectionné pour le faisceau i

2. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

C.3 Fin de nuit

Une fois les observations terminées, un certain nombre d'étapes sont à suivre pour arrêter correctement l'instrument et garantir l'intégrité du jeu de données acquis :

1. S'assurer que toutes les données mentionnées dans le rapport d'observation sont présentes dans le répertoire d'enregistrement de la nuit ;
2. Arrêt du détecteur :
 - i Arrêter la capture des images de FRIEND et mettre le gain d'amplification à 1 ;
 - ii Mettre l'OCAM² à température ambiante ;
 - iii Couper l'alimentation de l'OCAM lorsqu'elle est à température ambiante ;
 - iv Arrêter le circuit de refroidissement.
3. Arrêt de FRIEND :
 - i Retirer le module de compensation de la biréfringence et la platine de récupération des faisceaux hors de l'axe optique ;
 - ii Fermer tous les ports de communication de l'interface de contrôle de FRIEND ;
 - iii Fermer l'interface de contrôle de FRIEND.
4. Sauvegarder les données acquises sur les deux disques durs internes de l'ordinateur de FRIEND et sur les deux disques durs externes.

C.4 Conclusion

En conclusion, j'ai défini une procédure d'observation précise afin de déterminer la bonne façon d'utiliser FRIEND et d'étudier son comportement. Il est possible d'utiliser FRIEND avec CLIMB pour stabiliser les franges et avec l'OA pour optimiser l'injection afin d'améliorer les performances du prototype. Nous avons donc développé des outils de mesure en temps réel de la visibilité et des flux dans les voies photométriques. Cela nous a permis d'améliorer le réglage de l'instrument avant la nuit d'observation et de suivre l'évolution de ses performances en fonction de l'étoile et au cours de la nuit.

Manuel du logiciel de réduction des données

Je présente les différents scripts qui composent le logiciel de réduction des données de FRIEND (Sec. 3.2) et qui ont été développés en Python 2.7. Le cœur du logiciel consiste en trois bibliothèques qui contiennent les classes et les fonctions spécialement créées pour traiter toutes les données de FRIEND. Ces bibliothèques servent à l'exécution de 7 scripts qui traitent les données de calibration et scientifique pour obtenir des estimations de visibilité, de clôture de phase et le contrôle qualité. Tous les produits des scripts sont stockés dans des fichiers au format NPY ou FITS (sans que cela soit des OIFITS). Ce fichier respecte la nomenclature suivante :

`QCn_dossier_fichier_intervalle d'image.fits`

n est la valeur du facteur multiplicatif du seuil du ri photométrique, *dossier* est le nom du dossier des données ciel traitées (qui contient le nom de l'étoile et l'heure de création du dossier des données), *fichier* est le fichier fits qui contient le bloc de données considéré et *intervalle d'image* est la partie du fichier fits traité. Par exemple : `QC1.5_HD_3360-Cal-12-20-32_friend_001_0-6000.fits` est le fichier de stockage des produits du traitement du fichier FITS `friend_001`, dont les images prises sont entre la 0^e et la 6000^e, de HD3360 acquis à 12h20min30s avec le facteur du tri photométrique égal à 1.5.

D.1 Les bibliothèques

FRIEND_fonctions :

Cette bibliothèque contient des fonctions simples utilisées par les scripts et les autres bibliothèques. Les fonctions les plus importantes sont :

- *baseline* qui calcule la base projetée en fonction de la paire de télescopes, le jour julien, l'angle horaire et la déclinaison ;
- *jd2lst* qui calcule le temps sidéral local à CHARA à partir du jour julien. Il est utilisé par la fonction précédente ;
- *analyticalVisibility* qui calcule le profil du module de la visibilité en supposant un disque uniforme en fonction du diamètre angulaire (en mas), de la base (en mètre) et de la longueur d'onde (en μm) ;
- *SquaredVisibility* qui calcule le module au carré de la visibilité.

FRIEND_classe2.py :

Cette bibliothèque contient les classes qui permettent de traiter le signal et de calculer les visibilités et les clôtures de phase.

La classe **FitsFile** ouvre les fichiers FITS des données brutes de FRIEND et procède à leur prétraitement (application du dark et de la carte de gain, tri des images, calcul de la DSP ou de la TF...). Ses paramètres d'entrée sont le chemin d'accès du fichier FITS à ouvrir et le nombre d'images que l'on souhaite extraire (par défaut, c'est la totalité).

La classe **Pic** gère la détection des pics-franges dans la DSP obtenue avec la classe **FitsFile**. Elle prend en charge la mesure de leurs énergies, de l'erreur et de la différence de marche. Ses paramètres d'entrée (et ceux de ses méthodes) sont la position théorique du pic-frange, en pixel, les dimensions de la zone de recherche du pic-frange et celles de la zone d'intégration.

La classe **Photometries** gère l'estimation du dénominateur de l'estimateur de la visibilité. Elle crée les gabarits, calcule le produit des photométries et applique les coefficients κ . Cette classe (et ses méthodes) requiert la largeur de la bande spectrale (en pixel) sur laquelle le spectre est calculé et ses méthodes utilisent les images obtenues avec la classe **FitsFile**, les paramètres des gabarits et les valeurs des coefficients κ .

La classe **ClosurePhase** hérite de la classe **FitsFile**. Elle calcule le bispectre brut à partir des TF 1D obtenues avec **FitsFile** et la contribution des DSB dans le bispectre. A partir de ces quantités, elle détermine le bispectre non biaisé à partir duquel elle calcule la visibilité et son erreur. Ses paramètres d'entrée (et ceux de ses méthodes) sont le chemin d'accès du fichier FITS à ouvrir, la dimension du support du pic du bispectre.

FRIEND_QCclass.py :

Cette bibliothèque est en charge de sauvegarder tous les produits créés par la réduction des données, en particulier les résultats des contrôles-qualité. Elle contient deux classes.

La première est **QCfits** qui sauvegarde les produits de la réduction des données dans un fichier FITS, en vue de leur réutilisation par un autre script. Ses paramètres d'entrée sont le chemin, la date et le nom du fichier FITS à créer.

La deuxième classe est **QCpdf**. Il génère un rapport au format PDF sur les résultats des contrôles-qualité. Son paramètre d'entrée est le chemin du fichier PDF à créer.

D.2 Les scripts

Les scripts du logiciel sont à exécuter dans leur ordre de numérotation indiqué dans leur titre.

1FRIEND_Dark.py :

Ce script calcule le *master dark*. Son paramètre d'entrée est la liste des données de *Dark* à utiliser pour obtenir le *master dark*. Il enregistre celui-ci au format NPY. Il ajoute le courant d'obscurité moyen de chaque octant dans la table *Dark current / octant* du fichier FITS *QC_dark_lifetime.py* pour assurer le suivi de l'évolution du détecteur.

2FRIEND_mesure_dark2.py :

Ce script calcule le *master gain* et l'enregistre au format NPY. Son paramètre d'entrée est la liste des données de *Dark* à utiliser pour obtenir le *master gain*. Il sauvegarde aussi les 8 gains d'amplification dans la table *Gain map* du fichier FITS *QC_dark_lifetime.py* pour assurer le suivi de l'évolution du gain d'amplification (et de sa calibration).

3FRIEND_flux.py :

Ce script est en trois parties.

La première partie utilise les données *Sans interférence* pour déterminer les sorties suivantes :

- la position des trois voies photométriques et de la voie interférométrique (dans le fichier *pos_voies.npy*);
- leurs largeurs (dans le fichier *width_voies.npy*);

- la dimension et la position de la zone de la voie interférométriques dont on calculera la DSP ou la TF (dans le fichier *dim_dsp.npy*).

La deuxième partie calcule la DSP du dark à partir des données de *Dark* (dans le fichier *dspDk.npy*) ainsi que le seuil du critère du tri photométrique (dans le fichier *criterion_photo.txt*). La dernière partie détermine la DSP des données *Sans interférence* dans la zone de la voie interférométrique définie dans la première partie. La DSP est sauvegardée dans le fichier *bdf.npy*.

3bisFRIEND_kappamat3.py :

Ce script détermine les coefficients κ sur toute la bande spectrale délimitée par la largeur du détecteur ainsi que les profils gaussiens des gabarits (avant implémentation du spectre de l'étoile et la normalisation). Ces quantités sont déterminées pour chaque canal spectral qui fait la largeur d'un pixel. Les coefficients κ et les gabarits des trois voies, pour chaque canal spectral, sont sauvegardés dans les fichiers NPY *kappa_raw.npy* et *gabarit.npy*.

4FRIEND_main2.py :

Ce script détermine le module au carré de la visibilité, son erreur, son RSB ainsi que toutes les autres données astrophysiques nécessaires (coordonnées dans le plan (u,v), différence de marche, date en seconde au temps universel).

Les paramètres d'entrée de ce script sont le nom du dossier de la nuit d'observation, son chemin d'accès, la liste des dossiers contenant les données à traiter, les télescopes utilisés. Il faut ensuite définir l'éventuelle subdivision du cube de données, les faisceaux sur lesquels appliquer le tri photométrique et le mode de prétraitement des données (analogique, semi-analogique ou comptage de photons).

On peut paramétrer l'exécution en définissant les bornes (en pixel) de la bande spectrale à intégrer, l'activation ou non des *Tris 1* et *2*. Les valeurs des grandeurs citées précédemment sont finalement calculées et sauvegardés dans un fichier FITS dont la nomenclature est définie dans l'introduction de cette annexe, ainsi que les bases FRIEND et CHARA de chaque pic-frange. Les résultats des contrôle-qualité de cette étape sont aussi sauvegardés dans ce même fichier. Toutes les étapes de calcul y sont également consignées. On y trouve ainsi l'énergie du pic-frange, son erreur, sa position, ses dimensions, son RSB. Les informations sur la photométrie y sont intégrées (le produit des photométries, leurs erreurs, leurs RSB, la photométrie de chaque voie).

Ce script nécessite une connexion internet pour récupérer l'ascension droite et la déclinaison de l'étoile sur Simbad.

5bisFRIEND_closure_phase.py :

Ce script détermine la clôture de phase. Il reprend les mêmes paramètres d'entrée et de configuration que le script précédent. Dans le même fichier FITS, il y sauvegarde la valeur de la clôture de phase, l'erreur, les coordonnées (u,v), l'heure en seconde au temps universel. Afin de contrôler le traitement, d'autres informations y sont sauvegardées. Il y a ainsi l'intégrale du pic du bispectre, son erreur, la position du centre du support d'intégration et celle du sommet du module du bispectre, de sa partie réelle et de sa partie imaginaire. On y trouve également le coefficient de pondération de la contribution des DSP des pics-franges dans le bispectre c_2 et la valeur moyenne du fond du bispectre (correspondant au facteur c_1N dans l'Équation (3.73)). Les parties réelle et imaginaire des bispectres avant et après la cosmétique y sont stockées également.

6FRIEND_oifits2.py :

Le rôle de ce script est de créer les fichiers OIFITS avec les visibilitées et les clôtures de phase ainsi que toutes les données annexes nécessaire (Pauls et al. 2005). Il s'appuie sur la bibliothèque *oifits* développée par Anthony Meilland et que j'ai mis à jour pour respecter les normes du format OIFITS2. Ce script nécessite un accès internet pour récupérer les informations astrophysiques de l'objet dont on crée le fichier OIFITS.

Table des figures

1	Image reconstruite de la surface de ζ And	1
1.1	Relation objet-image d'une pupille	6
1.2	Relation objet-image d'une pupille circulaire dans l'espace fréquentiel	6
1.3	Relation objet-image d'un interféromètre	7
1.4	Relation objet-image d'un interféromètre dans l'espace fréquentiel	7
1.5	Interféromètres de type Fizeau et de type Michelson	8
1.6	Schéma de principe d'un interféromètre.	8
1.7	Effet de la turbulence sur une observation interférométrique	10
1.8	Représentation des 8 premiers polynômes de Zernike	11
1.9	Schéma d'une figure de tavelures	11
1.10	Schéma du principe d'un système d'optique adaptative	11
1.11	Évolution de la DDM mesurée sur FRIEND	12
1.12	Schéma de principe de la clôture de phase	13
1.13	Télescope de Foucault	15
1.14	Interféromètre stellaire de Michelson	16
1.15	Schéma du chemin optique du télescope au recombineur de faisceaux à CHARA	17
1.16	Schéma du chemin optique sur la table de recombinaison avec LABAO et photographie des LABAO	18
1.17	Modes de recombinaison	19
1.18	Figure d'interférences multimode	20
2.1	Schéma conceptuel de FRIEND	24
2.2	Localisation de FRIEND dans CHARA	25
2.3	Schémas de principe de FRIEND	25
2.4	Photographie du module de compensation	26
2.5	Photographie du module d'injection	26
2.6	Photographie du module de recombinaison	26
2.7	Schéma du module d'injection	27
2.8	Schéma du module de recombinaison	28
2.9	Schéma de principe d'une Algol.	30
2.10	Réponse d'une EMCCD ou d'une ICCD à un photo-événement	31
2.11	Schéma d'une EMCCD	31
2.12	Schémas de la structure en octant de OCAM ²	33
2.13	Schéma de principe des sources de bruit au sein d'une EMCCD	34
3.1	Évolution temporelle du piston atmosphérique différentiel	41
3.2	DSP 2D d'un interférogramme de ζ Ori A	42
3.3	Module du bispectre moyen des franges obtenues sur ζ Ori A le 12/10/2017	48
3.4	Diagramme de la réduction des données de FRIEND	53
3.5	Image moyenne avant et après le prétraitement	54
3.6	Courbes de visibilité obtenues sur ζ Cas pour différentes valeurs de seuil	55
3.7	Coupe des DSP	56
3.8	Traitement de la DSP de l'interférogramme	57
3.9	Zones de recherche des deux premiers pics-franges	57
3.10	Détermination des coefficients κ et des gabarits	59
3.11	Évolution spectrale des coefficients κ	59
3.12	Obtention des spectres pour les gabarits	60

3.13	Gabarit du faisceau 1, avec le spectre de γ Cas normalisé en flux	60
3.14	TF 1D de l'interférogramme de ζ Ori A en fonction de la longueur d'onde	61
3.15	Module du bispectre 2D de l'interférogramme de ζ Ori A	62
3.16	Traitement du bispectre de l'interférogramme	63
3.17	Module du bispectre acquis sur ζ Ori A	63
3.18	Histogramme des valeurs de c_2	64
3.19	Contrôle qualité sur le parallélisme des faisceaux	65
3.20	Zones de surveillance de la DSP	65
4.1	Diagramme fonctionnel du modèle numérique de FRIEND	68
4.2	Signal simulé non bruité de FRIEND d'une étoile de magnitude 2.09	69
4.3	Dark simulé et réel	71
4.4	Évolution de la visibilité mesurée en fonction de la magnitude pour différents modes de prétraitement	73
4.5	Évolution de l'énergie du pic-frange et du produit des photométries en fonction de la magnitude	75
5.1	FEP simulées pour différents rapports de Strehl	81
5.2	Imagettes des Shack-Hartmann de S2, S1 et W2 (de gauche à droite).	82
5.3	Photométrie de W2 acquise par FRIEND sur Capella au cours du temps avec indication de l'état du LABAO	83
5.4	Mesures du flux dans la voie photométrique et de la variance du front d'onde corrigé de W2	85
5.5	Distributions des photo-événements sur W2	85
5.6	Ajustement de modèle sur l'évolution du taux de couplage en fonction de la variance des fluctuations de phase	86
5.7	Évolution temporelle des figures de tavelures avec et sans OA	89
5.8	Détection des tavelures	90
5.9	Distance des tavelures par rapport à la fibre optique avec TT	90
5.10	Schéma des systèmes d'asservissement du Tip-tilt et de l'OA	91
5.11	Évolution du taux de couplage en fonction de la variance du front d'onde corrigé	93
5.12	Évolution de la proportion d'images conservées en fonction de la magnitude	94
5.13	Évolution du RSB de la visibilité en fonction de la magnitude à 3 télescopes	94
5.14	Schémas du montage avec le polariseur	95
5.15	Mise en évidence de l'effet de la biréfringence sur la visibilité	96
5.16	Effet de la biréfringence sur le contraste	96
5.17	Schéma de principe des lames biréfringentes	97
5.18	DDM en fonction de l'orientation du polariseur	97
5.19	Caractérisation optique des lames biréfringentes	98
5.20	Module de compensation de la biréfringence de FRIEND	99
5.21	Photos du banc de test à Nice	100
5.22	Interférogrammes obtenus sur le banc de test du module de compensation de la biréfringence	100
5.23	Phase des franges en fonction du nombre d'onde $\frac{1}{\lambda}$	100
5.24	Définition des angles de réfraction à l'interface air-lame	101
5.25	Annulation de la DDM dans une lame biréfringente	102
5.26	$\Delta\delta$ pour $i_{ref} = 40^\circ$	102
5.27	Simulation de l'effet de la biréfringence sur l'interférogramme	104
5.28	Effet de la biréfringence sur l'interférogramme	104
5.29	Evolution du contraste en fonction de l'angle d'incidence des lames	105
5.30	Effet de l'orientation de la lame 3 sur le contraste instrumental des franges 2-3	105

6.1	Histogramme cumulé décroissant des images de dark de l'octant 1	108
6.2	Évolution du courant d'obscurité de chaque octant pour les différents blocs	109
6.3	Évolution du gain d'amplification de chaque octant pour les différents blocs	109
6.4	Évolution du gain d'amplification moyen sur tous les octants en fonction du nombre de blocs d'images utilisé	110
6.5	Évolution du courant d'obscurité (en ADU) au cours du temps pour chaque octant	111
6.6	Évolution du gain d'amplification de chaque octant au cours du temps	111
6.7	V^2 et RSB en fonction du temps d'intégration sur γ Cas	112
6.8	RSB normalisé de l'énergie du pic-frange normalisé en fonction du module au carré de la visibilité non calibrée	115
6.9	Évolution des RSB de VEGA et FRIEND en fonction de la magnitude	117
6.10	Évolution du RSB du bispectre de VEGA	118
6.11	Évolution de l'erreur sur la clôture de phase pour VEGA et FRIEND	118
6.12	Évolution du RSB d'un interféromètre fibré à 6 télescopes avec OA en fonction de la magnitude pour des visibilités au carré de 0.01 et 0.001	119
7.1	Évolution du flux dans la voie interférométrique et les voies photométriques en fonction de la magnitude	122
7.2	Évolution de la proportion d'images d'un bloc retenues par le tri photométrique en fonction de la magnitude	123
7.3	Évolution des fonctions de transfert au cours des nuits du 29 et du 30 septembre 2016	127
7.4	Évolution de la fonction de transfert en fonction du rapport du temps d'intégration sur le temps de cohérence	128
7.5	Évolution des fonctions de transfert en fonction de plusieurs calibrateurs	129
7.6	Couverture (u,v) de ζ Ori A	131
7.7	Évolution de V^2 et de la clôture de phase de ζ Ori A sur ASPRO2	131
7.8	Observation des V^2 des 3 bases au cours des nuits du 12 et du 14 octobre 2017	133
7.9	Évolution de la clôture de phase au cours des nuits du 12 et du 14 octobre 2017	133
7.10	Module au carré des visibilités calibrées et des résidus normalisés de l'ajustement de ζ Ori A en fonction de la fréquence spatiale pour la nuit du 12 octobre 2017	134
7.11	Clôture de phase et résidus normalisés de l'ajustement de ζ Ori A en fonction de la fréquence spatiale de S1W2	134
7.12	Orbite du compagnon autour de l'étoile principale	136
7.13	Histogramme des couplages mesurés avec CESAR	140
C.1	Bandeau de Aspro2	181
C.2	Carte de CHARA sur Aspro2	182
C.3	Période d'observabilité commune à ζ Ori A et 3 calibrateurs	182
C.4	Couverture (u,v) de ζ Ori A	182
C.5	Évolution de V^2 et de la clôture de phase de ζ Ori A sur ASPRO2	183
C.6	Interface de contrôle de FRIEND	185
C.7	Interface de contrôle de l'OCAM ²	186
C.8	Éditeur de scénario	187
C.9	Visualisation du flux dans les voies photométriques en temps réel	187
C.10	Visualisation de la DSP de l'interférogramme en temps réel	187
C.11	Schéma du cohérencage VEGA/CLIMB	189
C.12	Schéma d'une LDC	189
C.13	Fenêtre de configuration de la sauvegarde	190

Liste des tableaux

1.1	Temps et longueurs de cohérence de quelques sources courantes.	9
1.2	Recombineurs en service ou en qualification au VLTI.	16
1.3	Recombineurs en service à CHARA.	17
1.4	Caractéristiques des deux étages d’OA de CHARA	18
2.1	Caractéristiques des composants du module d’injection	27
2.2	Caractéristiques du V-groove	28
2.3	Caractéristiques du système d’anamorphose	29
2.4	Caractéristiques des différents modes spectraux de FRIEND	29
2.5	Comparaison des caractéristiques de l’Algol et de l’OCAM ²	33
2.6	Caractéristiques générales de OCAM ²	33
4.1	Paramètres des différents objets simulés	70
4.2	Conditions de simulation pour tester les modes de traitement	72
4.3	Nombre d’images après <i>Tri I+2</i> pour le mode analogique	74
4.4	Validation du DRS par la simulation pour le V^2	75
4.5	Validation du DRS par la simulation pour la clôture de phase	76
5.1	Caractéristiques des fibres optiques de FRIEND	80
5.2	Journal partiel d’observation du 16/10/2017 (TU)	82
5.3	Paramètres de FRIEND pour l’enregistrement des données	82
5.4	Nombre de photo-événements par image et taux de couplage associé pour les trois modes de LABAO.	84
5.5	Caractéristiques de l’OA simulée et des paramètres du correcteur du système d’asservissement.	88
5.6	Conditions atmosphériques types à simuler et leurs paramètres d’entrée	88
5.7	Gains du régulateur PID pour les trois conditions atmosphériques simulées	91
5.8	Moyennes des taux de couplage et leurs dispersions statistiques	93
5.9	RSB moyens et magnitude associée à 3 télescopes.	95
5.10	Caractéristiques nominales des lames biréfringentes	99
6.1	Gain d’amplification effectif des octants	110
6.2	Paramètres utiles au calcul du RSB du module au carré de la visibilité mesurée par FRIEND	114
6.3	Journal d’observation de la nuit du 30 septembre 2016	114
6.4	Conditions atmosphériques types avec le nombre de tavelures et le rapport de Strehl donnés à 700 nm.	116
6.5	Applications numériques des paramètres utilisés pour comparer les performances de VEGA et FRIEND, et extrapoler les performances du futur instrument 6T SPICA.	116
6.6	Précision de mesures sur le V^2 et la clôture de phase de différents instruments	120
7.1	Magnitude des étoiles observées pour l’estimation de la magnitude limite	122
7.2	Journal d’observation de HD3360 des nuits du 29/09/2016 et 30/09/2016	126
7.3	Estimation de la fonction de transfert du module au carré de la visibilité pour toutes les bases et les deux nuits.	126
7.4	Comparaison de la fonction de transfert moyenne du module au carré de la visibilité entre différents instruments	126

7.5	Estimation de la fonction de transfert pour toutes les bases la nuit du 30/09/2016 avec 1 ou 2 calibrateurs.	128
7.6	Caractéristiques des étoiles du système ζ Ori A	130
7.7	Paramètres orbitaux de ζ Ori A	130
7.8	Journal d'observation de ζ Ori A	132
7.9	Estimation de la fonction de transfert pour toutes les bases la nuit du 12/10/2017.	132
7.10	Estimation de la clôture de phase instrumentale.	134
7.11	Comparaison des paramètres ajustés pour les deux nuits avec les valeurs prédites par les paramètres orbitaux	135
7.12	Caractéristiques de l'étoile Ab déduites des mesures de FRIEND	136
B.1	Historique des observations FRIEND	179
C.1	Métadonnées principales de FRIEND	190

Bibliographie

- Basden, A. G. & Haniff, C. A. 2004, MNRAS, 347, 1187 (Cité en page 63.)
- Berger, D. H., ten Brummelaar, T. A., Bagnuolo, Jr., W. G., & McAlister, H. A. 2003, in Proc. SPIE, Vol. 4838, Interferometry for Optical Astronomy II, ed. W. A. Traub, 974–982 (Cité en page 188.)
- Berio, P., Bresson, Y., Clausse, J. M., et al. 2014, in Proc. SPIE, Vol. 9146, Optical and Infrared Interferometry IV, 914616 (Cité en page 22.)
- Berio, P., Mourard, D., Pierron, M., & Chelli, A. 2001, Journal of the Optical Society of America A, 18, 614 (Cité en page 115.)
- Blazit, A., Rondeau, X., Éric Thiébaud, et al. 2008, Appl. Opt., 47, 1141 (Cité en page 30.)
- Blind, N. 2011, Theses, Université Joseph-Fourier - Grenoble I (Cité en page 12.)
- Bouret, J.-C., Donati, J.-F., Martins, F., et al. 2008, MNRAS, 389, 75 (Cité en page 135.)
- Bourgès, L., Mella, G., Lafrasse, S., & Duvert, G. 2013, ASPRO 2 : Astronomical Software to PRepare Observations, Astrophysics Source Code Library (Cité en page 67.)
- Buscher, D. 1988, MNRAS, 235, 1203 (Cité en page 112.)
- Camera test report. 2014, Camera test report, First Light Imaging (Cité en pages 31 et 108.)
- Caratti o Garatti, A., Stecklum, B., Weigelt, G., et al. 2016, A&A, 589, L4 (Cité en page 120.)
- Che, X., Monnier, J. D., Kraus, S., et al. 2012, in Proc. SPIE, Vol. 8445, Optical and Infrared Interferometry III, 84450Z (Cité en page 120.)
- Che, X., Sturmman, L., Monnier, J. D., et al. 2013, Journal of Astronomical Instrumentation, 2, 1340007 (Cité en pages 17, 18, 88 et 123.)
- Chelli, A. 1989, A&A, 225, 277 (Cité en page 49.)
- Chelli, A., Duvert, G., Bourgès, L., et al. 2016, A&A, 589, A112 (Cité en pages 125 et 128.)
- Chelli, A. & Mariotti, J. M. 1986, A&A, 157, 372 (Cité en page 22.)
- Connes, P., Froehly, C., & Facq, P. 1985, in ESA Special Publication, Vol. 226, Kilometric Optical Arrays in Space, ed. N. Longdon & O. Melita (Cité en pages 21 et 81.)
- Coudé du Foresto, V., Borde, P. J., Merand, A., et al. 2003, in Proc. SPIE, Vol. 4838, Interferometry for Optical Astronomy II, ed. W. A. Traub, 280–285 (Cité en page 120.)
- Coudé du Foresto, V., Faucherre, M., Hubin, N., & Gitton, P. 2000, A&AS, 145, 305 (Cité en pages 21 et 84.)
- Coudé du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, A&AS, 121 (Cité en pages 39 et 43.)
- Coudé du Foresto, V. & Ridgway, S. T. 1992, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 39, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. J. M. Beckers & F. Merkle, 731 (Cité en page 21.)
- Cox, A. N. 2000, Allen’s astrophysical quantities (Springer) (Cité en page 135.)
- Creevey, O. L., Thévenin, F., Berio, P., et al. 2015, A&A, 575, A26 (Cité en page 20.)

- Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, in Proc. SPIE, Vol. 4008, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 534–545 (Cité en page 130.)
- Delage, L. & Reynaud, F. 2000, Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, 2, 147 (Cité en page 96.)
- Denvir, D. J. & Conroy, E. 2003, in Proc. SPIE, Vol. 4796, Low-Light-Level and Real-Time Imaging Systems, Components, and Applications, ed. C. B. Johnson, D. Sinha, & P. A. Laplante, 164–174 (Cité en page 31.)
- Fabricius, C., Høg, E., Makarov, V. V., et al. 2002, A&A, 384, 180 (Cité en page 130.)
- Feautrier, P., Gach, J.-L., Balard, P., et al. 2011, PASP, 123, 263 (Cité en page 23.)
- Fizeau, H. 1868, C. R. Acad. Sci., 66, 932 (Cité en page 15.)
- Froehly, C. 1981, in Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths, ed. M. H. Ulrich & K. Kjaer, 285–293 (Cité en pages 21, 23 et 80.)
- Gach, J.-L., Balard, P., Stadler, E., Guillaume, C., & Feautrier, P. 2011, in Second International Conference on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 44 (Cité en page 32.)
- Garcia, E. V., Muterspaugh, M. W., van Belle, G., et al. 2016, PASP, 128, 055004 (Cité en pages 22, 40, 120 et 126.)
- Gordon, J. A. & Buscher, D. F. 2012, A&A, 541, A46 (Cité en pages 47 et 49.)
- Gravity Collaboration, Abuter, R., Accardo, M., et al. 2017, A&A, 602, A94 (Cité en pages vii, ix, 12, 13, 16, 21 et 120.)
- Gravity Collaboration, Abuter, R., Amorim, A., et al. 2018, A&A, 615, L15 (Cité en page 1.)
- Hanbury Brown, R., Davis, J., & Allen, L. R. 1974, MNRAS, 167, 121 (Cité en page 130.)
- Hirsch, M., Wareham, R. J., Martin-Fernandez, M. L., Hobson, M. P., & Rolfe, D. J. 2013, PLOS ONE, 8, 1 (Cité en page 33.)
- Hummel, C. A., Rivinius, T., Nieva, M.-F., et al. 2013, A&A, 554, A52 (Cité en pages 130, 135 et 136.)
- Huss, G., Longueteau, E., Delage, L., & Reynaud, F. 2003, Optics Communications, 216, 329 (Cité en page 132.)
- Ireland, M. J., Mérand, A., ten Brummelaar, T. A., et al. 2008, in Proc. SPIE, Vol. 7013, Optical and Infrared Interferometry, 701324 (Cité en pages 17 et 22.)
- Jennison, R. C. 1958, MNRAS, 118, 276 (Cité en page 13.)
- Jeunhomme, L. B. 1983, Single-mode fiber optics. Principles and applications (Cité en page 79.)
- Jovanovic, N., Cvetojevic, N., Schwab, C., et al. 2016, in Proc. SPIE, Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI, 99080R (Cité en page 21.)
- Kaufer, A. 1998, in Reviews in Modern Astronomy, Vol. 11, Reviews in Modern Astronomy, ed. R. E. Schielicke, 177 (Cité en page 130.)
- Kaufer, A., Stahl, O., Tubbesing, S., et al. 1999, The Messenger, 95, 8 (Cité en page 130.)
- Kellerer, A. & Tokovinin, A. 2007, A&A, 461, 775 (Cité en page 112.)

- Koechlin, L., Lawson, P. R., Mourard, D., et al. 1996, *Appl. Opt.*, 35, 3002 (Cité en page 99.)
- Kolmogorov, A. 1941, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30, 301 (Cité en page 10.)
- Labeyrie, A. 1975, *ApJ*, 196, L71 (Cité en page 15.)
- Labeyrie, A. 1996, *A&AS*, 118, 517 (Cité en page 8.)
- Labeyrie, A., Kibblewhite, J., de Graauw, T., et al. 1982, in *Very long baseline interferometry techniques*, ed. F. Biraud, 477–488 (Cité en page 21.)
- Lagorceix, H. & Reynaud, F. 1995, *Optics Communications*, 118, 235 (Cité en page 96.)
- Lazareff, B., Le Bouquin, J., & Berger, J. 2012, *A&A*, 543, A31 (Cité en pages 96 et 98.)
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67 (Cité en pages 16 et 120.)
- Ligi, R., Creevey, O., Mourard, D., et al. 2016, *A&A*, 586, A94 (Cité en page 20.)
- Ligi, R., Mourard, D., Lagrange, A. M., et al. 2012, *A&A*, 545, A5 (Cité en page 117.)
- Ligi, R., Mourard, D., Lagrange, A.-M., Perraut, K., & Chiavassa, A. 2015, *A&A*, 574, A69 (Cité en pages 119 et 120.)
- Longueteau, E., Delage, L., & Reynaud, F. 2002, *Appl. Opt.*, 41 (Cité en page 132.)
- Maestro, V., Kok, Y., Huber, D., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8445, *Optical and Infrared Interferometry III*, 84450G (Cité en pages 120 et 126.)
- Marcuse, D. 1982, *Light transmission optics* 2nd edition (Cité en page 24.)
- Martinod, M. A., Berio, P., Mourard, D., & Perraut. accepted 2018, *A&A* (Cité en pages 36, 44, 48, 49, 51, 106, 115, 123, 136 et 143.)
- Martinod, M. A., Berio, P., Mourard, D., et al. 2016, in *Proc. SPIE*, Vol. 9907, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 99071H (Cité en pages 36, 44, 49, 76, 96, 111, 112 et 161.)
- McAlister, H. A., ten Brummelaar, T. A., Ridgway, S. T., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8445, *Optical and Infrared Interferometry III*, 84450H (Cité en page 120.)
- Michelson, A. A. & Pease, F. G. 1921, *ApJ*, 53, 249 (Cité en pages 15 et 16.)
- Millour, F., Mourard, D., Berio, P., et al. submitted 2018, *Experimental Astronomy* (Cité en pages 140 et 161.)
- Monnet, G. & Gilmozzi, R. 2006, in *IAU Symposium*, Vol. 232, *The Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes*, ed. P. Whitelock, M. Dennefeld, & B. Leibundgut, 429–431 (Cité en page 6.)
- Monnier, J. D., Baron, F., Anderson, M., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8445, *Optical and Infrared Interferometry III*, 84451I (Cité en page 140.)
- Monnier, J. D., Pedretti, E., Thureau, N., et al. 2006, in *Proc. SPIE*, Vol. 6268, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 62681P (Cité en page 17.)
- Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., et al. 2016, *A&A*, 588, A130 (Cité en page 119.)
- Moultaka, J., Ilovaisky, S. A., Prugniel, P., & Soubiran, C. 2004, *PASP*, 116, 693 (Cité en page 130.)

- Mourard, D., B erio, P., Perraut, K., et al. 2017, *Journal of the Optical Society of America A*, 34, A37 (Cité en pages vii, ix, 22, 119, 136, 139, 140 et 161.)
- Mourard, D., Challouf, M., Ligi, R., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8445, *Optical and Infrared Interferometry III*, 84450K (Cité en pages 20, 30, 115, 117 et 118.)
- Mourard, D., Clause, J. M., Marcotto, A., et al. 2009, *A&A*, 508, 1073 (Cité en pages 13, 17, 20, 22, 23, 24, 25, 116, 120 et 126.)
- Mourard, D., Monnier, J. D., Meilland, A., et al. 2015, *A&A*, 577, A51 (Cité en page 20.)
- Mourard, D., Nardetto, N., ten Brummelaar, T., et al. 2018, in *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*, Vol. 10701, 10701 – 10701 – 12 (Cité en pages vii, ix, 22, 139 et 140.)
- Mozurkewich, D. 1994, in *Proc. SPIE*, Vol. 2200, *Amplitude and Intensity Spatial Interferometry II*, ed. J. B. Breckinridge, 76–80 (Cité en page 21.)
- Nardetto, N., Poretti, E., Rainer, M., et al. 2017, *A&A*, 597, A73 (Cité en page 20.)
- Noll, R. J. 1976, *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983), 66, 207 (Cité en pages 10 et 86.)
- Pauls, T. A., Young, J. S., Cotton, W. D., & Monnier, J. D. 2005, *PASP*, 117, 1255 (Cité en page 195.)
- Perraut, K., Dougados, C., Lima, G. H. R. A., et al. 2016, *A&A*, 596, A17 (Cité en page 20.)
- Petrov, R., Allouche, F., Berio, P., et al. 2018a, in *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*, Vol. 10701, 10701 – 10701 – 17 (Cité en page 16.)
- Petrov, R., Lopez, B., Lagarde, S., et al. 2018b, *ESO technical report VLT-TRE-MAT-15860-9137*, 589 (Cité en page 120.)
- Petrov, R. G. 1988, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 29, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. F. Merkle, 235–248 (Cité en page 13.)
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1 (Cité en pages 13, 16 et 21.)
- Remie, H. & Lamers, H. J. G. L. M. 1982, *A&A*, 105, 85 (Cité en page 130.)
- Robbins, M. S. & Hadwen, B. J. 2003, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 50, 1227 (Cité en page 35.)
- Robbins, M. S., Member, S., & Hadwen, B. J. 2003, *e2v internal document*, 50, 1227 (Cité en page 107.)
- Roddier, F. 1998, *PASP*, 110, 837 (Cité en page 86.)
- Roddier, F. & Lena, P. 1984, *Journal of Optics*, 15, 171 (Cité en page 115.)
- Roettenbacher, R. M., Monnier, J. D., Korhonen, H., et al. 2016, *Nature*, 533, 217 (Cité en pages 1, 14 et 119.)
- Ross, T. S. 2009, *Appl. Opt.*, 48, 1812 (Cité en page 86.)
- Ruilier, C. 1998, in *Proc. SPIE*, Vol. 3350, *Astronomical Interferometry*, ed. R. D. Reasenberg, 319–329 (Cité en pages 84, 92 et 93.)
- Scott, N. J., Millan-Gabet, R., Lhom e, E., et al. 2013, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 2, 1340005 (Cité en pages 17 et 120.)

- Shaklan, S. B., Colavita, M. M., & Shao, M. 1992, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 39, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. J. M. Beckers & F. Merkle, 1271–1283 (Cité en page 21.)
- Shaklan, S. B. & Roddier, F. 1987, *Appl. Opt.*, 26, 2159 (Cité en page 21.)
- Sota, A., Maíz Apellániz, J., Walborn, N. R., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 193, 24 (Cité en page 129.)
- Stee, P., Allard, F., Benisty, M., et al. 2017, *ArXiv e-prints* (Cité en pages 1, 14 et 22.)
- Stee, P., de Araujo, F. X., Vakili, F., et al. 1995, *A&A*, 300, 219 (Cité en page 127.)
- Steiner, I., Seifert, W., Stahl, O., et al. 2006, in *Proc. SPIE*, Vol. 6269, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 62692W (Cité en page 130.)
- Stéphan, E. 1874, *C. R. Acad. Sci.*, 78, 1008 (Cité en page 15.)
- Sturmann, J., ten Brummelaar, T., Sturmann, L., & McAlister, H. A. 2010, in *Proc. SPIE*, Vol. 7734, *Optical and Infrared Interferometry II*, 77343A (Cité en pages 17 et 188.)
- Tallon, M. & Tallon-Bosc, I. 1992, *A&A*, 253, 641 (Cité en page 8.)
- Tallon-Bosc, I., Tallon, M., Thiébaud, E., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series (Cité en page 14.)
- Tatulli, E. 2004, PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, thèse de doctorat dirigée par Chelli, Alain et Malbet, Fabien *Astronomie et astrophysique Grenoble 1 2004* (Cité en page 19.)
- Tatulli, E. & Chelli, A. 2005, *Journal of the Optical Society of America A*, 22, 1589 (Cité en pages 49 et 50.)
- Tatulli, E., Mège, P., & Chelli, A. 2004, *A&A*, 418, 1179 (Cité en page 20.)
- ten Brummelaar, T., Che, X., McAlister, H., et al. 2014, in *Proc. SPIE*, Vol. 9148, *Adaptive Optics Systems IV*, 91484Q (Cité en page 18.)
- ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., et al. 2005, *ApJ*, 628, 453 (Cité en pages 16, 17, 24, 82 et 179.)
- ten Brummelaar, T. A., Sturmann, J., McAlister, H. A., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8445, *Optical and Infrared Interferometry III*, 84453C (Cité en page 120.)
- Verinaud, C. 2000, PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, thèse de doctorat dirigée par Blazit, Alain *Sciences physiques Nice 2000* (Cité en page 21.)
- White, T. R., Huber, D., Maestro, V., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 1262 (Cité en page 22.)
- Wirnitzer, B. 1985, *Journal of the Optical Society of America A*, 2, 14 (Cité en pages 48, 63 et 117.)